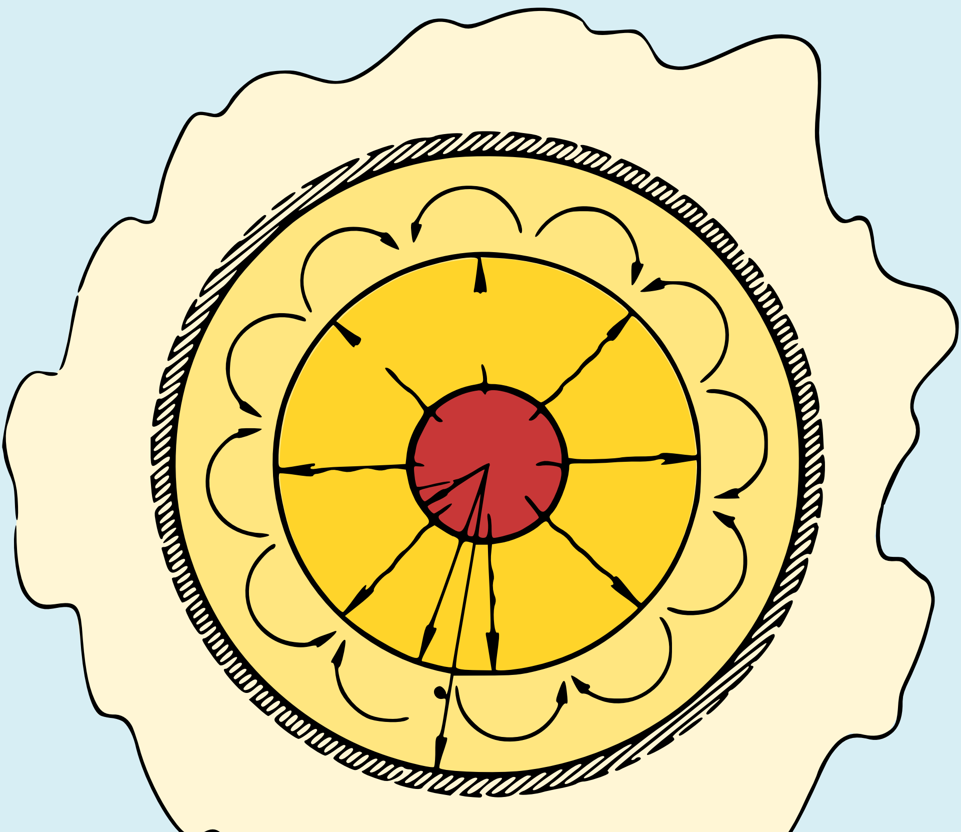
M. Dagaev, V. Demine,
I. Klimichine, V. Tcharouguine

ASTRONOMIE



Éditions Mir Moscou

АСТРОНОМИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРОСВЕЩЕНИЕ
МОСКВА

M. DAGAEV, V. DEMINE,
I. KLIMICHINE, V. TCHAROUGUINE

ASTRONOMIE

ÉDITIONS MIR MOSCOU

Traduit du russe
par Valentin. POLONSKI

À NOS LECTEURS

Les Editions Mir vous seraient très reconnaissantes de bien vouloir leur communiquer votre opinion sur le contenu de ce livre, sa traduction et sa présentation, ainsi que toute autre suggestion.

Notre adresse: Editions Mir, 2, Pervi Rijski péréoulok, Moscou, I-110, GSP, U.R.S.S.

На французском языке

PRÉFACE

Le présent manuel à l'usage des élèves des écoles pédagogiques supérieures est prévu pour l'étude de l'astronomie dans le cadre des programmes des disciplines physiques et mathématiques.

Comme toute science, l'astronomie envisage des lois et recherches fondamentales et des questions secondaires, moins importantes. Les futurs enseignants en physique et mathématiques, dont nombreux auront à professer l'astronomie, doivent posséder dans ce domaine des connaissances profondes. De ce fait, dans cet ouvrage l'attention est surtout portée sur le sens physique des phénomènes décrits de façon suffisamment détaillée.

Les auteurs sont persuadés qu'il n'est pas de rigueur pour les enseignants en physique, mathématiques et astronomie de connaître les constructions des instruments astronomiques nombreux et variés, les astuces et finesses des méthodes de recherche astronomique, ainsi que les détails de ces recherches. Mais les principes et les résultats fondamentaux issus de ces recherches, les méthodes et les moyens techniques modernes doivent leur être familiers, autrement ils auraient des idées fausses sur l'astronomie moderne et ne pourraient pas établir ce qu'il y a de commun entre les manifestations terrestres et extraterrestres des lois de la Nature, et déceler les liens étroits existant entre elles.

Les auteurs se sont efforcés de s'en tenir aux vues modernes sur les méthodes de l'enseignement, qui rendent compte des relations entre les disciplines, d'autant plus qu'un cours d'astronomie est présenté aux élèves après le cours de physique générale qui donne une description détaillée de nombreux appareils employés en astrophysique, y compris des filtres optiques à cannelure étroite, des photomultiplicateurs, des polarimètres, des interféromètres et des détecteurs des photons.

La radiotechnique étant enseignée aux étudiants avant ou en même temps qu'un cours d'astronomie, aucun besoin n'est de décrire les appareils de radio employés par elle ; il faut seulement relever les

particularités du fonctionnement des radiotélescopes et des interféromètres radioastronomiques.

Toutefois, bien que les lois de la mécanique soient exposées par les cours de physique générale et de mécanique classique, leur application en astronomie et leur vérification d'après les mouvements des corps célestes doivent être démontrées du fait que ces questions ne sont pas envisagées par d'autres sciences.

L'ouvrage donne une description sommaire des principes du service de l'heure où l'on emploie actuellement des étalons atomiques complexes, et cette partie constitutive de l'astronomie autrefois importante, est devenue de nos jours presque complètement du ressort de la physique et de la technique. Aujourd'hui les astronomes n'ont qu'à déterminer le temps sidéral, sans lequel il est impossible d'établir les positions apparentes des corps célestes et d'étudier les irrégularités dans la rotation de la Terre.

Les auteurs se sont bornés à n'exposer que les résultats strictement établis et ont rejeté les hypothèses à vie si courte, mais si nombreuses de nos jours, refutées parfois aussi vite qu'elles n'ont été énoncées. Ils ont entrepris la tentative de donner une description sommaire des problèmes philosophiques que pose l'astronomie moderne.

INTRODUCTION

§ 1. Objet de l'astronomie

L'astronomie est la science qui s'occupe de l'étude de la structure physique, du mouvement, de l'origine et de l'évolution des corps célestes, de leurs systèmes et de l'Univers dans son ensemble.

Les objets qu'elle étudie sont très variés. Avec les progrès de la science, leur liste ne cesse de croître et de confirmer la diversité du monde matériel inépuisable. Les objets traditionnels de la recherche astronomique sont le Soleil, les étoiles, les planètes et leurs satellites, les corps météoritiques, les nébuleuses, les amas stellaires, les systèmes stellaires et tout l'ensemble de l'Univers.

Les progrès de la science ont abouti à la découverte de nouveaux objets que sont les pulsars, les quasars (radiosources quasi stellaires), les rayons cosmiques (particules de haute énergie), le rayonnement de fond de ciel à ondes courtes (relicte), à la recherche des trous noirs et des ondes gravitationnelles prédits théoriquement. Enfin, en partant de la théorie de la structure de l'ensemble de l'Univers (la cosmologie), l'astronomie étudie la structure de l'espace-temps universel. La recherche des civilisations extraterrestres et l'élaboration des méthodes susceptibles d'assurer le contact avec elles sont également étroitement liées à l'astronomie.

Avant l'ère cosmique l'astronomie était la seule science dont les intérêts étaient attachés aux formations extraterrestres de la Nature. De nos jours, les investigations cosmiques ne sont plus seulement de son domaine. La cosmonautique et ses nombreuses branches, la biologie et la médecine cosmiques, la géodésie par satellites, etc., récemment apparues suivent des voies de développement autonomes.

Les succès de la cosmonautique interviennent sensiblement dans les modes d'exploration en introduisant dans l'astronomie en plus des observations, des méthodes expérimentales d'investigation.

§ 2. Structure de l'astronomie moderne

L'astronomie actuelle est une science largement ramifiée qui utilise les méthodes et les moyens de la connaissance de l'Univers les plus variés. Ses divisions sont étroitement liées entre elles et on peut en dégager six branches fondamentales.

1. Astrométrie. Elle établit les méthodes théoriques. les techniques de mesure dans la sphère céleste et les modes de leur traitement mathématique. Le service de l'heure est de son ressort, la détermination du temps résultant des observations astronomiques. Le calendrier est également son objet. L'une des ses tâches principales est de dresser le système ou le référentiel d'inertie.

Cette division a pour tâche d'élaborer les méthodes permettant de déterminer par observation les coordonnées géographiques de tel ou tel point de la surface terrestre.

Parmi ses sous-sections il y a:

a) astronomie sphérique qui s'occupe des méthodes mathématiques de la détermination des positions et des mouvements apparents des corps célestes, ainsi que des systèmes de mesure du temps;

b) astronomie pratique qui établit les modes d'observation et de son traitement, ainsi que la théorie des appareils astronomiques.

Les méthodes de l'astronomie pratique sont appliquées dans la navigation marine, aérienne et par satellites, ainsi qu'en géodésie.

2. Mécanique céleste. Son domaine est le mouvement spatial des corps célestes et de leurs systèmes sous l'action de l'attraction réciproque et des forces d'autre nature physique. Elle étudie les configurations des corps célestes et leur stabilité, et contribue dans une grande mesure à la compréhension des processus qui ont présidé à la naissance et à l'évolution des corps célestes et de leurs systèmes. La tâche pratique de la mécanique céleste est d'établir d'après les observations quels sont les éléments des orbites des corps célestes et de faire le calcul préalable de leurs positions apparentes.

Le calcul des positions apparentes (des éphémérides) et la détermination des orbites des corps célestes est à la base de la division de la mécanique céleste qui par tradition s'appelle astronomie théorique.

Actuellement, pour déterminer les orbites, on élabore de nouvelles méthodes fondées sur les mesures radiotechniques et la localisation par les lasers.

L'essor rapide de la mécanique céleste est impulsé par les tâches imposées par la cosmonautique. Elle est à la base de la nouvelle branche scientifique, la dynamique du vol cosmique.

3. Astrophysique. C'est l'une des plus grandes divisions de l'astronomie moderne. Ses intérêts portent sur l'état physique et les processus dont les corps célestes sont le siège à la surface et à l'intérieur, sur leur composition chimique, les propriétés du milieu qui remplit l'espace entre les corps célestes, etc.

Elle compte deux branches, l'une pratique et l'autre théorique. La première établit les méthodes des observations astrophysiques et de leur traitement, s'occupe de la théorie et de l'application pratique des instruments astrophysiques.

L'astrophysique théorique a pour objet l'explication, sur la base

de la physique théorique, des processus physiques et des phénomènes observés se déroulant au sein des corps célestes.

L'essor de la physique théorique et expérimentale, les progrès rapides de la technique ont donné jour à de nouvelles branches de l'astrophysique. La gamme des ondes électromagnétiques utilisées dans les observations a été sensiblement étendue. On a vu apparaître la radioastronomie, branche de l'astrophysique qui s'occupe de l'exploration des corps célestes à l'écho radar et par l'étude de leur rayonnement dans la plage des ondes radio.

Les appareils astronomiques portés par les satellites artificiels de la Terre et les vaisseaux cosmiques ont permis de repousser sensiblement la marge explorée du spectre du rayonnement électromagnétique dégagée des bruits produits par l'atmosphère terrestre.

L'astronomie infrarouge, l'astronomie X, la gamma-astronomie et la neutrino-astronomie se rapportent aux branches récentes de l'astrophysique.

4. Astronomie stellaire. Dans ce domaine on étudie le mouvement et l'emplacement dans l'espace des étoiles, des nébuleuses de gaz et de poussière et des systèmes stellaires, leur structure et évolution, le problème de leur stabilité.

L'une des grandes divisions de l'astronomie stellaire est l'astronomie extragalactique qui s'occupe de l'exploration et de la position des galaxies, systèmes stellaires situés au-delà des limites de notre système appelé Galaxie avec une majuscule.

Ces recherches profitent aussi bien des résultats fournis par les observations que des lois théoriques et des déductions de l'astrométrie, de la mécanique céleste et de l'astrophysique.

5. Cosmogonie. C'est la partie de l'astrophysique qui traite de l'origine et de l'évolution des corps célestes et de leurs systèmes, et en particulier de celles du Système solaire. La résolution correcte des problèmes qu'elle pose peut être décisive pour la compréhension des processus géophysiques et géologiques actuels au sein de la Terre.

6. Cosmologie. Cette branche de l'astronomie enregistre des progrès les plus intenses. Sa tâche est d'étudier l'Univers dans son ensemble, de rendre évidentes sa structure géométrique, son évolution et l'origine de tous ses objets. Les principes d'observation sur lesquels se fonde la cosmologie sont inspirés par les données de l'astrophysique et de l'astronomie stellaire, et ses principes théoriques, sur les lois les plus générales de la physique: la Relativité générale, la physique des particules élémentaires et l'électrodynamique.

§ 3. Naissance et développement de l'astronomie

Les sources de l'astronomie se perdent dans la brume des temps. Ses rudiments étaient déjà connus de tous les peuples civilisés de l'Antiquité. Il y a plus de quatre mille ans dans la Chine Ancienne on

possédait déjà les premiers renseignements sur la succession des saisons et la périodicité des éclipses solaires et lunaires. Les pays du Proche Orient et l'Egypte étaient une autre région où sont apparues à cette époque les premières connaissances astronomiques.

Tout comme pour les autres sciences, le développement de l'astronomie était impulsé dans une grande mesure par les impératifs de la pratique humaine. Il a été conditionné par les besoins de la production agricole qui imposait la mesure du temps et la prédiction correcte du début des saisons favorables aux travaux agricoles, des crues des cours d'eau, etc. L'établissement des itinéraires des caravanes, les campagnes militaires, les déplacements saisonniers des nomades, la navigation, tout cela poussait à rechercher les moyens d'orientation d'après le Soleil et les étoiles. Avec le temps, les exigences des prédictions plus exactes des délais de calendrier et de la détermination de la position de la surface terrestre ont conduit à créer des instruments astronomiques les plus simples pour la mesure des angles.

Aux époques qui ont précédé notre ère, le développement de l'astronomie allait de pair avec celui des mathématiques et surtout de la géométrie. Ses résultats les plus importants ont été obtenus par les savants de la Grèce Ancienne. Sur la base du système géocentrique du monde ils ont élaboré les théories des mouvements apparents des planètes, de la Lune et du Soleil. Un grand apport à cette théorie a été fait par Hipparque (IIe siècle avant notre ère), alors que la théorie la plus perfectionnée de ce système a été formulée par Ptolémée (IIe siècle de notre ère).

A l'époque de l'obscurantisme médiéval en Europe, les sciences sont tombées en décadence. A cette époque lugubre l'Eglise romaine a donné à la théorie de Ptolémée une nuance franchement réactionnaire, théologique. Le progrès de la science est devenu impossible.

Seuls les astronomes arabes et du Moyen Orient à l'époque précédant la Renaissance, ont pu réaliser des succès importants. Ils ont perfectionné les techniques d'observation, corrigé et recalculé les tables des mouvements planétaires apparents. Les résultats obtenus par les savants de l'Asie centrale Al-Biruni (973-1048), Ulug Beg (1394-1449), d'autres encore ont été exceptionnels.

Une précision des observations toujours plus poussée, l'accumulation d'une riche documentation sur le mouvement apparent des planètes ont posé le problème des plus compliqués: il fallait réviser la théorie du mouvement des planètes établie par Ptolémée et élaborer une nouvelle théorie. Dans les pays de l'Europe le progrès de l'astronomie était encore favorisé par le changement des conditions sociales et économiques. Le développement des rapports de production capitalistes au sein du féodalisme a engendré des conditions qui ont activé les recherches scientifiques. Les grandes découvertes géographiques, le développement de la navigation et de la

marine marchande impulsaient l'élaboration des méthodes de navigation maritime, et par suite, de l'astronomie. Une navigation maritime sans aléas était impossible sans la théorie exacte du mouvement des planètes, la position de celles-ci déterminant au large les coordonnées des navires.

L'ouvrage de Nicolas Copernic (1473-1543), grand savant polonais, rédigé durant de nombreuses années et publié en 1543, a déclenché dans la science une révolution. Copernic a rejeté le système géocentrique de Ptolémée et a formulé sa théorie du système héliocentrique, en mettant au centre du monde le Soleil. La portée de cette entreprise audacieuse dépassait de loin le cadre de l'astronomie et de la physique. C'était un défi lancé à la conception du monde religieuse elle-même. La théorie héliocentrique de Copernic servait de la façon la plus active à implanter la conception du monde matérialiste.

Elle est devenue la pierre angulaire de l'astronomie. Sur sa base, dès le début du XVIIe siècle Johannes Kepler (1571-1630), en traitant les observations que Tycho Brahé (1546-1601) a poursuivi pendant de nombreuses années, a établi trois lois des mouvements planétaires, qui traduisaient non seulement leur caractère cinématique, mais aussi leur caractère dynamique.

La découverte par Isaac Newton (1643-1727) des axiomes de la dynamique et de la loi de la gravitation a déclenché l'essor impétueux de l'astronomie dynamique (de la mécanique céleste).

La mécanique céleste a attiré l'attention de nombreux savants du monde. Un apport exceptionnel a été fait par les mathématiciens français, et notamment, par Lagrange (1736-1813) et Laplace (1749-1827) qui ont jeté les fondements des théories modernes des mouvements des planètes principales et de la Lune. Dans la deuxième moitié du XIXe siècle on a élaboré des théories assez exactes du mouvement des planètes principales, alors que la découverte par calcul en 1846 de Neptune par le Français U. Le Verrier (1811-1877) a été le triomphe de la mécanique céleste qui a confirmé son titre de science des plus sûres.

Avec la mécanique céleste se développait rapidement l'astronomie d'observation. Ses méthodes modernes tirent leur origine de Galilée (1564-1642) qui a le premier utilisé une lunette comme télescope (1610) en stimulant aussi bien la construction d'instruments, que la création de la branche de l'industrie produisant des appareils astronomiques. Dès les premières observations au télescope de Galilée et de ses contemporains, on a découvert de nombreux phénomènes autrefois inconnus. La détection par Galilée des satellites de Jupiter a témoigné de la façon la plus probante en faveur du système héliocentrique de Copernic. La Terre est tombée de son « piédestal géocentrique ». L'étude de la surface de la Lune, la découverte des phases de Vénus, la résolution de la Voie Lactée en étoiles isolées, tout ceci retirait à la Terre son auréole d'unicité et

de perfection et la refoulait au même rang que les autres corps célestes.

De nombreuses observations de grande valeur ont été réalisées à la limite entre le XVIIIe et le XIXe siècles. A cette époque le perfectionnement du télescope a permis de renforcer sensiblement son pouvoir de résolution et d'améliorer la qualité des images. Les astronomes et tout d'abord l'Anglais W. Herschel (1738-1822), ont pu pénétrer dans les profondeurs de l'Univers et amorcer l'étude du monde stellaire. Ainsi a débuté l'exploration systématique de la distribution des étoiles dans l'espace, ont été découverts et étudiés les amas stellaires et les nébuleuses, les étoiles multiples et les variables.

Le XIXe siècle a été triomphal pour la mécanique céleste et la physique des corps célestes. Au milieu du XIXe siècle l'astronomie a assimilé la photographie et l'analyse spectrale. C'était la naissance de l'astrophysique et le début de l'étude des processus physiques dont les corps célestes sont le siège.

Vers les années 1825 il a été établi que les étoiles font partie d'un système stellaire immense, la Galaxie, alors que les nébuleuses spirales sont des systèmes analogues à la Galaxie, qui se trouvent au-delà de ses limites. On a découvert le phénomène de la fuite des galaxies, ce qui témoignait de l'expansion de la Métagalaxie, partie de la Galaxie accessible à l'observation.

Avec le temps les astronomes ont perfectionné les récepteurs de rayonnement des astres célestes, tout en déchiffrant des marges toujours nouvelles de leurs spectres. L'application de l'optique de quartz a rendu possible dans les années 30 l'étude des émissions ultraviolettes des objets célestes, et dans les années 40 celle de la gamme des ondes radio. Ainsi est née la radioastronomie en tant que branche de l'astrophysique. La radioastronomie a permis de déceler des classes inédites des objets célestes, les quasars, les pulsars, le rayonnement micro-ondulatoire particulier qui n'est lié à aucun corps et qui vient jusqu'à la Terre de toutes les directions, analogue au rayonnement d'un corps noir porté à une température d'environ 3 K, nommé rayonnement de fond ou relicte.

1957 a été l'année qui a ouvert une nouvelle étape dans l'astronomie. Le lancement en U.R.S.S. des premiers satellites artificiels et l'exploration ultérieure de l'espace interplanétaire à l'aide des appareils cosmiques ont abouti non seulement à un rééquipement de l'astronomie, mais sa transformation d'une science d'observation en une science d'expérimentation. De nos jours les instruments astronomiques sont portés au-delà de l'atmosphère terrestre qui ne déforme plus les rayonnements des corps célestes dans toutes les gammes du spectre. Les appareils portés par des vaisseaux cosmiques ont permis de découvrir de nouveaux types de corps que sont les étoiles X et infrarouges, de pousser sensiblement l'étude des rayons cos-

miques, des particules chargées rapides venues des profondeurs de l'Univers.

L'atterrissage des appareils cosmiques sur la Lune, l'apport du sol lunaire sur la Terre, le premier débarquement des hommes sur la Lune, la pose des appareils largables à la surface de Vénus et de Mars, le passage des appareils cosmiques près de Jupiter et de Saturne, ainsi que de leurs satellites, telle est la liste bien modeste des expériences cosmiques réalisées en U.R.S.S. et aux Etats-Unis, pendant ces deux dernières décennies, qui ont révolutionné les méthodes astronomiques de l'exploration de l'Univers.

§ 4. Rôle de l'astronomie dans la formation de la conception du monde matérialiste

Tout comme les autres sciences naturelles l'astronomie a favorisé au cours de son histoire le développement et la consolidation des conceptions matérialistes de la nature. Elle a fourni de nombreux faits à l'appui et des conclusions strictement scientifiques qui ont réfuté les idées naïves sur la structure et l'origine du monde.

L'étude par les moyens optiques de notre système planétaire et des systèmes stellaires a donné aux savants des arguments probants contre les théories géocentriques, contre les idées du caractère exclusif et privilégié de la Terre et du Système solaire, contre l'opposition religieuse de la Terre au Ciel.

Les acquisitions de l'astronautique et l'exploration de l'espace le plus proche et de la Terre en tant que corps céleste, l'expansion et l'approfondissement des recherches astronomiques confirment avec toute la certitude possible la réalité de nos idées sur la nature physique et les processus dont la Lune, Vénus, Mars et autres corps du Système solaire sont le siège. Les données physico-chimiques nouvelles obtenues au moyen d'appareils cosmiques ont fourni des preuves irréfutables de la matérialité et de l'unicité du monde et de l'universalité des lois qui le régissent.

Il convient pourtant de noter que dans certains cas l'analyse des observations astronomiques et la construction des modèles théoriques imposent une précaution particulière et une interprétation conforme des résultats à la lumière des sciences naturelles et de la philosophie. L'un des exemples confirmant ce principe est celui du déplacement vers le rouge. Dans le spectre des galaxies on observe le déplacement des raies vers l'extrémité rouge qui témoigne de la fuite ou récession des galaxies. Cet effet a conduit certains astronomes à l'idée de l'acte de création, au refus de la conception de l'Univers éternel. Le caractère erroné de ces conclusions consiste dans le fait que les lois valides pour une partie limitée de l'espace et du temps ne peuvent pas être reportées à l'Univers dans son ensemble.

Cette extrapolation est inadmissible du point de vue formel et logique, physique et philosophique. A cet effet il faut chercher la solution du problème dans le cadre des modèles cosmologiques correspondants. A des époques différentes, dans les diverses régions de l'espace, les propriétés métriques de la diversité quadridimensionnelle « espace-temps » peuvent être différentes, et il est impossible de ne pas en tenir compte en tirant des conclusions globales sur les sciences naturelles et la philosophie.

L'astronomie a toujours joué et joue encore un rôle essentiel pour la formation de la conception du monde dialectique et matérialiste, en réfutant d'une façon convaincante par l'observation et les conclusions théoriques rigoureuses les idées religieuses et idéalistes de l'Univers.

Contrairement aux doctrines religieuses le matérialisme dialectique considère que tout ce qui existe dans la nature est dû au développement continu tant par la voie d'évolution que de révolution. En effet, l'astronomie a découvert les étoiles d'âge différent, leur pulsation à une étape définie de l'évolution, ainsi que des processus éruptifs (révolutionnaires) dans les étoiles et les galaxies, qui engendrent de nouveaux états qualitatifs de la matière.

Par ailleurs, l'astronomie a stimulé sensiblement par ses découvertes et ses progrès l'essor des branches de la physique et de la mécanique les plus diverses, et, d'une manière indirecte, celui des mathématiques.

Au XXe siècle, les faits observés par l'astronomie ont contribué à l'implantation d'une physique nouvelle notamment de la Relativité générale et de la Relativité restreinte, élaborées par les efforts de la pléiade remarquable de savants éminents J. Maxwell, H. Lorentz, H. Poincaré et A. Einstein. Les premières confirmations empiriques de la Relativité ont été les divergences enregistrées dans le mouvement du périhélie de Mercure et la découverte de la courbure du rayon lumineux au voisinage du Soleil.

Le développement de la physique nucléaire suivait de près celui de l'astronomie. Les objets tels que le Soleil et les étoiles représentaient toujours et représentent encore des laboratoires physiques pour le moment impossible à réaliser dans les conditions terrestres. Leur étude permet de confirmer pratiquement la validité des conclusions de nouvelles théories physiques. L'un des premiers exemples en est fourni par l'histoire de la découverte de l'hélium, décelé d'abord au Soleil d'après les observations spectroscopiques, et ce n'est qu'ensuite découvert dans les laboratoires terrestres.

§ 5. Importance de l'astronomie pour l'économie nationale

L'importance de l'astronomie pour le développement des sciences fondamentales, telles la physique, la mécanique, les mathémati-

ques, est immense. De nombreuses branches de l'astronomie jouent un rôle de pointe dans l'économie nationale. Ceci se rapporte en premier lieu au service géodésique qui est à la base de la cartographie. Ses méthodes mathématiques sont fondées sur l'astronomie sphérique, et la détermination des coordonnées géographiques, sur l'astronomie pratique. La théorie des instruments astronomiques a joué un rôle de premier plan dans la conception des instruments de mesure géodésiques précis. Sans le service astronomique de l'heure, il serait impossible de connaître la longitude géographique, et par suite, de dresser des cartes topographiques et géographiques, dont l'importance est capitale pour l'économie nationale.

La détermination du potentiel du champ gravitationnel de la Terre par les méthodes astronomiques (par exemple, d'après le mouvement des satellites artificiels) est d'une grande valeur non seulement pour la géodésie, mais aussi pour la prospection géologique des minéraux utiles.

L'importance du service de l'heure pour l'économie nationale est fondamentale. Bien que de nos jours on recourt aux standards atomiques dans ce domaine, le service astronomique n'a pas perdu sa valeur. L'astronomie observe également la correspondance du calendrier aux phénomènes associés à la révolution de la Terre autour du Soleil.

Les méthodes astronomiques sont utilisées dans la navigation aérienne et maritime, surtout dans les régions polaires, où les orages magnétiques mettent parfois hors service les moyens de radionavigations. Le recours à l'astronomie permet également de résoudre le problème de navigation posé par les vols cosmiques.

Les acquisitions récentes de l'astronomie contribuent dans une grande mesure à trouver les solutions de nombreux problèmes cosmonautiques associés aux tâches posées directement par l'économie nationale. Le choix optimal et le calcul exact des orbites des satellites artificiels sont réalisés par les moyens de la mécanique céleste. L'exploration physique de vastes régions de la surface terrestre et des bassins océaniques se poursuit à l'aide des méthodes et instruments astrophysiques. Ainsi, l'astronomie participe avec la cosmonautique à la prospection des minéraux utiles, à la protection de l'environnement, à l'organisation rationnelle de la production agricole et à de nombreux travaux importants imposés par l'économie nationale.

La large pénétration de l'homme dans l'espace a posé devant la science un problème important qui consiste à protéger dans le cosmos ouvert les cosmonautes et l'appareillage scientifique contre les radiations. Le danger provient en premier lieu des rayons cosmiques, du rayonnement ultraviolet dur et des rayons X qui deviennent sensiblement plus intenses pendant les éruptions solaires. De ce fait l'exploration astrophysique des processus dont le Soleil et l'espace

interplanétaire sont le siège a acquis une importance primordiale. L'édification de la théorie de l'activité solaire et sur sa base la prévision des éruptions solaires permettent d'améliorer la sécurité des vols cosmiques, de prédire les orages magnétiques, l'interruption des radiocommunications et autres processus sur la Terre, susceptibles de compromettre la marche normale de l'activité économique des hommes.

PREMIÈRE PARTIE

PRINCIPES DE L'ASTRONOMIE SPHÉRIQUE ET PRATIQUE

CHAPITRE PREMIER

POSITIONS APPARENTES DES ASTRES

§ 6. Firmament stellaire et constellations

Quel que soit le lieu de la Terre, un observateur voit au-dessus de lui le ciel sous la forme d'une surface sphérique (voûte céleste). Le jour par un temps clair sans nuages le ciel est d'une couleur bleue du fait que les molécules de l'atmosphère terrestre éclairée par le Soleil diffusent surtout les rayons bleus. Pendant la journée le fond bleu brillant du ciel dissimule les étoiles, les rend invisibles. La nuit, en l'absence de l'éclairement solaire le ciel est parsemé d'une multitude d'étoiles. Il semble que la Terre est entourée d'une sphère énorme dont la surface intérieure porte les astres célestes, alors qu'au centre se trouve l'observateur qui ne voit que la moitié de la sphère; sa deuxième moitié est cachée par la surface terrestre. En fait la Terre n'est entourée d'aucune sphère matérielle. Les corps célestes se déplacent dans l'espace sans limites à des distances les plus différentes. Ces distances inimaginables sont si grandes que notre vision est incapable de les évaluer; nous percevons donc tous les astres célestes éloignés de la même façon, c'est-à-dire fixés à la surface intérieure d'une sphère imaginaire.

Les distances formidables qui séparent les étoiles de la Terre font que leurs positions relatives semblent invariables au cours des millénaires; aussi, les peuples anciens qui ont vécu il y a 3 ou 4 mille ans, voyaient le ciel stellaire presque de la même façon qu'il se présente aujourd'hui à nous. Les peuples des Etats civilisés anciens étudiaient le ciel stellaire pour élaborer les systèmes de calcul du temps, prédire les saisons de l'année et s'orienter dans les déplacements à grande distance. Les étoiles les plus brillantes, bien distinctes, pas si nombreuses étaient repérées et associées en groupes ou figures dont les contours étaient faciles à retenir. Ces figures ont reçu le nom de constellations ou combinaisons d'étoiles. Par la suite on leur a affecté des étoiles plus faibles. Les constellations ont reçu des noms empruntés à la mythologie grecque, aux légendes relatives aux héros fabuleux, ainsi qu'à l'usage courant de la production et de la vie domestique. Ainsi, le groupe de sept étoiles brillantes à contour de cruche a été nommé par les Grecs de l'Antiquité Grande

Ourse. Dans la Russie Ancienne cette même constellation se nommait Chariot, Char, Casserole, Cruche, en Sibérie on lui donnait le nom d'Elan, alors que les Kazakhs de l'Antiquité l'associaient à la constellation de la Petite Ourse et la nommaient Cheval (fig. 1).

Au IIIe siècle de notre ère les astronomes grecs ont réuni les appellations des constellations en un système unique emprunté par la suite par les savants de l'Europe. Aussi toutes les constellations brillantes ont-elles conservé les dénominations grecques : la Grande Ourse, la Petite Ourse, Céphée, Cassiopée, Andromède, Persée, Orion,

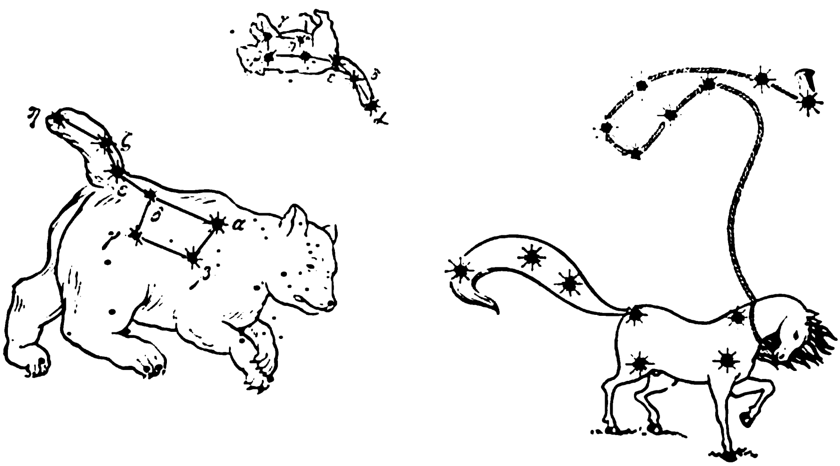


Fig. 1. Constellations de la Grande Ourse et de la Petite Ourse des Grecs (à gauche) et des Kazakhs (à droite) de l'Antiquité

etc. A la fin du XVIIe siècle on a isolé dans le ciel des constellations peu visibles composées d'étoiles faibles : le Renard, le Lézard, la Girafe, la Colombe, etc., et au XVIIIe, dans le ciel de l'hémisphère du Sud, le Télescope, le Microscope, le Fourneau, la Machine Pneumatique, etc.

De nos jours on considère que les constellations sont des secteurs du ciel stellaire. Les limites et les noms des constellations ont été homologués par le Ier Congrès de l'Union Astronomique Internationale (UAI) créée en 1919. Le ciel tout entier est divisé en 88 constellations.

De nombreuses étoiles des constellations ont des dénominations à elles. Dans l'Antiquité les étoiles recevaient des noms propres ; certains d'entre eux, surtout des noms grecs et arabes, se sont conservés jusqu'à nos jours, mais ils s'emploient seulement pour les étoiles les plus brillantes : Castor et Pollux (constellation des Gémeaux), Sirius (constellation du Grand Chien) ; Véga (constellation de

la Lyre), etc. Avec l'apparition en 1603 de l'atlas stellaire « Uranometria » de l'astronome allemand J. Bayer (1572-1625), dans les limites de chaque constellation les étoiles sont désignées successivement par les lettres de l'alphabet grec, généralement soit dans l'ordre de l'éclat décroissant, soit suivant le contour de la figure de la constellation; mais des exceptions existent également. Ainsi, dans la constellation des Gémeaux l'étoile α (Castor) est plus faible que β (Pollux), dans la constellation de Pégase, l'étoile la plus brillante est désignée par la lettre ε, alors que l'étoile α (Marcabe) n'est que la troisième suivant l'éclat; dans la constellation du Dragon, α (Tuban) n'est que la huitième d'après son éclat. Il existe également une désignation numérique, mais elle ne s'emploie que pour les étoiles faibles.

L'éclat des étoiles est mesuré en magnitudes, unités dont la description théorique est donnée au chapitre IX (§ 80). Plus l'éclat d'une étoile est grand, plus sa magnitude est faible: aux étoiles les plus brillantes on affecte la magnitude nulle (0^m), et aux étoiles faibles à la limite de la visibilité à l'œil nu, la magnitude six (6^m). Les instruments optiques rendent possible l'observation des étoiles encore plus faibles, dont la magnitude est supérieure à 6^m. Les étoiles de chaque magnitude successive sont à peu près 2,5 fois plus faibles que celles de magnitude précédente. Les photomètres utilisés par l'astronomie actuelle permettent de déterminer l'éclat à 0^m, 01 près. Ainsi, d'après les évaluations approchées, les six objets brillants de la Grande Ourse (α, β, γ, ζ, η et ε) sont considérés comme des étoiles de 2^m, alors que leurs mesures précises donnent 1^m, 76 (ε); 1^m, 79 (α); 1^m, 86 (η); 2^m, 07 (ζ); 2^m, 37 (β) et 2^m, 44 (γ).

Les notations et l'éclat des étoiles sont portés sur des listes spéciales (catalogues stellaires) et des cartes stellaires. On ne compte que cinq mille et demie d'étoiles visibles à l'œil nu, et parmi elles il n'y a que 24 des plus brillantes. Du territoire de l'Union Soviétique on ne voit que 3000 étoiles (jusqu'à 6^m), y compris 15 des plus brillantes.

§ 7. Sphère céleste

Pour résoudre de nombreux problèmes astronomiques, les distances des corps célestes ne jouent aucun rôle, il n'y a que leur position apparente qui importe. La surface sphérique apparente du ciel est utilisée comme une construction mathématique servant à déterminer les positions apparentes des corps célestes; elle s'appelle *sphère céleste* et est constituée par une surface sphérique imaginaire de rayon arbitraire au centre de laquelle se trouve l'observateur. Les corps célestes sont projetés sur la sphère céleste.

Le centre de la sphère céleste peut être placé en un point quelconque de l'espace; alors, les positions des astres à sa surface sont

déterminées par les directions à partir du centre parallèles à celles qui rendent ces astres visibles à l'observateur.

Pour se faire une idée correcte des phénomènes astronomiques observés le mieux est d'admettre que le rayon R de la sphère céleste est aussi grand que l'on veut, plus grand que la distance de l'astre céleste le plus éloigné.

Les faibles dimensions de la Terre par rapport à la distance la séparant des étoiles (par rapport au rayon adopté pour la sphère céleste) font que les observateurs placés en divers points de sa surface peuvent être considérés comme se trouvant au centre de la sphère céleste, ce qui permet de formuler une propriété particulière de cette dernière : un des points de celle-ci (la même étoile) est vu de différents points de la surface terrestre dans des directions parallèles.

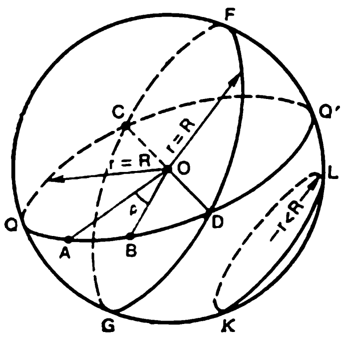


Fig. 2. Sphère céleste

La sphère céleste possède toutes les propriétés de la sphère connues de la stéréométrie. Dénombrons celles que nous appliquerons dans ce qui suit ; à cet effet il faut retenir qu'en astronomie les cercles sont identifiés aux circonférences (fig. 2).

1. Le plan passant par le centre de la sphère la divise en deux hémisphères égaux et coupe sa surface suivant le grand cercle, de rayon égal au rayon de la sphère (0, le centre de la sphère ; R, le rayon de la sphère ; $FDGC$ et $QDQ'C$, les grands cercles de rayons $r = R$).

2. Deux grands cercles se coupent toujours en deux points diamétralement opposés. du fait que leurs plans se coupent suivant le diamètre de la sphère (COD). le diamètre de la sphère; C et D, les points d'intersection de grands cercles $FDGC$ et $QDQ'C$).

3. Par deux points de la surface de la sphère ne reposant pas sur le même diamètre ne peut passer qu'un grand cercle, le troisième point de son plan étant le centre de la sphère (grand cerc e QQ' est mené par les points A et B).

4. Par deux points diamètralement opposés de la sphère peuvent passer un nombre infini de grands cercles (points C et D).

5. Les plans qui coupent la sphère hors de son centre forment à sa surface de petits cercles, dont les rayons sont plus petits que le rayon de la sphère (petit cercle KL de rayon $r < R$).

Toutes les mesures de la sphère céleste ne se font qu'en unités angulaires ou d'arc : degrés, minutes et secondes. L'observateur qui se trouve au centre de la sphère céleste ne peut mesurer que les angles entre les directions. Ainsi, la distance entre les points A et B de la

sphère céleste (cf. fig. 2) représentée sur elle par l'arc AB, est mesurée par l'angle au centre ρ entre les directions de ces points. C'est pourquoi sur les dessins de la sphère céleste souvent les angles au centre ne sont pas représentés, mais remplacés par les arcs des grands cercles qui leur correspondent. Les arcs des grands cercles sont les distances les plus courtes entre les points de la sphère céleste.

Pour avoir une idée des distances angulaires sur la sphère céleste il est utile de retenir que les diamètres apparents du Soleil et de la Lune sont proches de 0°, 5.

§ 8. Eléments de la sphère céleste et sa rotation diurne

Les dessins de la sphère céleste présentent ordinairement son aspect vu de l'extérieur, alors qu'en fait l'observateur se trouve en son centre, d'où il faut imaginer toutes les constructions à sa surface.

A gauche de la figure 3 est représentée la Terre et la moitié de la sphère céleste vue à partir d'un certain point O de la surface de

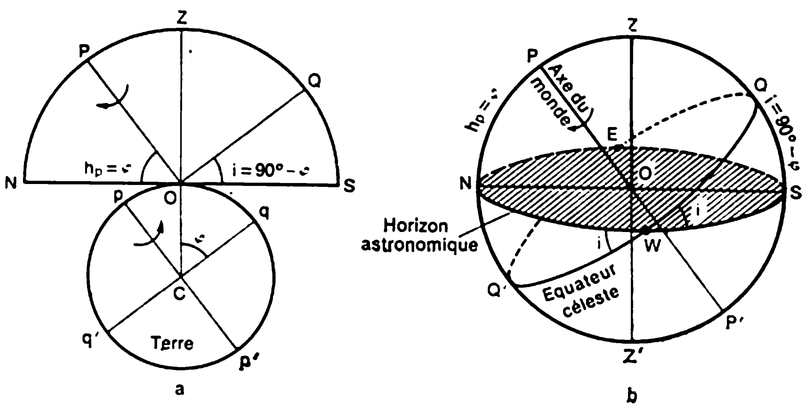


Fig. 3. Eléments de la sphère céleste

l'hémisphère Nord du globe terrestre, et à droite, toute la sphère céleste de centre au point O (celui de l'observateur). Dans de nombreux problèmes d'astronomie on peut admettre que la Terre est une sphère, sans tenir compte de son faible aplatissement. Alors, en un point O quelconque de la surface terrestre (cf. fig. 3, *a*) la direction du *fil à plomb* COZ (ou de la verticale) coïncide avec la direction du rayon terrestre CO en ce point. La ligne ZOZ' (cf. fig. 3, *b*) coupe la sphère céleste en deux points diamétralement opposés appelés zénith (Z) et nadir (Z'). Le zénith se trouve exactement au-dessus de la tête de l'observateur, alors que le nadir est caché par la surface terrestre.

Le grand cercle $NESW$ de la sphère céleste dont le plan est perpendiculaire à la verticale s'appelle *horizon astronomique* ou

rationel. Il divise la sphère céleste en deux parties, dont l'une est accessible à l'observation (son sommet est le zénith), alors que l'autre est invisible (son sommet est le nadir Z'). Il ne faut pas identifier l'horizon astronomique à l'horizon visuel, le premier reposant sur la sphère céleste, alors que le deuxième, à la surface terrestre, la forme de ce dernier dépend du relief et ses points peuvent reposer aussi bien au-dessous qu'au-dessus de l'horizon astronomique. On considère qu'à l'instant du lever et du coucher les astres reposent sur l'horizon astronomique. Une propriété particulière de la sphère céleste permet d'admettre qu'au point d'observation O le plan de l'horizon astronomique NS est tangent à la surface terrestre (cf. fig. 3, *a*).

Les observations du ciel stellaire montrent que la sphère céleste tourne lentement de l'Est vers l'Ouest. Pour un observateur tourné vers le Sud cette rotation a lieu de gauche à droite, dans le sens des aiguilles d'une montre. Les constellations se lèvent au-dessus de l'horizon dans la partie orientale du ciel pour se coucher dans la partie occidentale. En fait, c'est la Terre qui tourne autour de son axe dans le sens de l'Ouest vers l'Est, ce qui est confirmé par des preuves rigoureuses (pendule de Foucault, écart des corps en chute vers l'Est, etc.). La rotation apparente de la sphère céleste sert d'exemple du fait qu'en astronomie il faut constamment distinguer l'apparent du vrai, et d'après les phénomènes apparents, en utilisant telles ou telles preuves trouver leur cause véritable.

Bien qu'en réalité c'est la Terre qui tourne, en astronomie on a conservé la terminologie des phénomènes visibles: lever et coucher des astres, mouvements diurnes du Soleil et de la Lune, rotation du ciel stellaire, etc.

La rotation apparente de la sphère céleste est dite diurne du fait que sa période est égale à un jour (cette notion sera précisée par la suite). Cette rotation a lieu autour de l'axe terrestre (pp' de la fig. 3, *a*), mais en vertu d'uné propriété particulière de la sphère céleste elle semble se produire autour du diamètre de cette dernière (PP' de la figure 3, *b*) portant le nom de l'*axe du monde*, parallèlement à l'axe terrestre. L'axe du monde coupe la sphère céleste en deux points diamétralement opposés, le pôle céleste Nord (P) et le pôle céleste Sud (P'). Les deux pôles célestes sont les points de la sphère, où celle-ci est coupée par le prolongement dans les deux directions de l'axe de rotation terrestre, ce qui fait qu'ils restent fixes et ne participent pas à la rotation diurne. Au-dessus de l'horizon de l'hémisphère Nord de la Terre se trouve le *pôle céleste Nord*, et à la distance de 1° de celui-ci (plus exactement, à 52′), l'étoile brillante α Petite Ourse (2^m, 14), ce qui a déterminé son nom d'Etoile Polaire. Le *pôle céleste Sud* repose au-dessus de l'horizon de l'hémisphère Sud et se trouve dans la constellation d'Octant; près de ce pôle il n'y a pas d'étoiles brillantes.

Le grand cercle (QQ') de la sphère céleste, dont le plan est perpendiculaire à l'axe du monde s'appelle *équateur céleste.* Il coupe la sphère céleste en deux hémisphères, celui du Nord avec au sommet le pôle céleste Nord (P), et celui du Sud, avec au sommet le pôle céleste Sud (P'). L'équateur céleste passe par les constellations des Poissons, de la Baleine, d'Orion, du Capricorne, de l'Hydre, du Sextant, de la Vierge, d'Ophiuchus, du Serpent, de l'Aigle et du Verseau.

D'après la propriété des grands cercles l'équateur céleste est coupé par l'horizon astronomique en deux points diamétralement

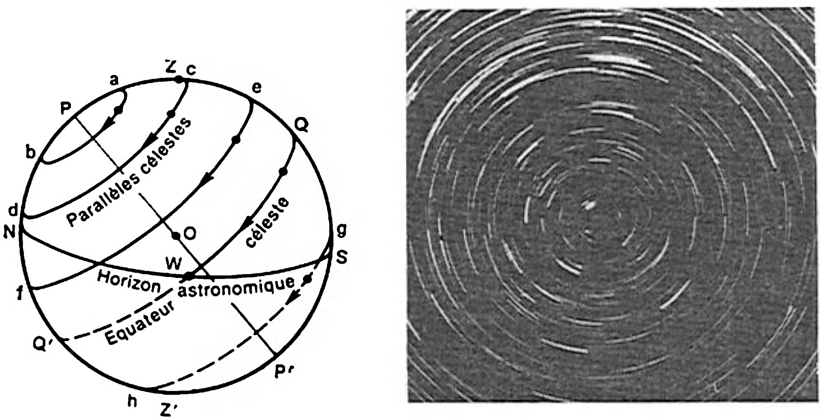


Fig. 4. Parcours diurne des astres et photographie de la région polaire du ciel obtenue avec un appareil fixe (à droite)

opposés, le *point Est* (E) et le *point Ouest* (W). L'équateur céleste tourne avec la sphère céleste. Sur la figure 3, la direction de la rotation de celle-ci est visualisée par les flèches sur l'axe du monde. La flèche sur l'axe terrestre (pp') montre la direction de la rotation de la Terre. Le zénith, le nadir et tous les points de l'horizon astronomique sont fixes par rapport à l'observateur, c'est-à-dire ne tournent pas avec la sphère céleste.

Le grand cercle ($PZSP'Z'N$) de la sphère céleste, qui passe par les pôles, le zénith et le nadir s'appelle *méridien céleste*; il est coupé par l'horizon astronomique aux points Sud (S) et Nord (N) distants exactement de 90° des points Est (E) et Ouest (W). Le point Nord est plus proche du pôle céleste Nord, et le point Sud, du pôle céleste Sud. La verticale et l'axe du monde reposent dans le plan du méridien céleste, qui coupe le plan de l'horizon astronomique suivant le diamètre NOS de la sphère céleste, passant par les points Nord et Sud. Ce diamètre s'appelle méridienne du fait qu'à midi le Soleil se trouve près du méridien céleste.

Le méridien céleste divise la sphère céleste en deux hémisphères, ceux d'Est et d'Ouest. Le méridien céleste lui-même est divisé par le zénith et le nadir en côté Sud (demi-cercle ZSZ') qui passe par le point Sud, et côté Nord (demi-cercle ZNZ') qui passe par le point Nord. Quant aux pôles célestes, ils divisent le méridien céleste en moitié Sud (demi-cercle $PZSP'$) et moitié Nord (demi-cercle $PNZ'P'$). On voit sans peine (cf. fig. 3) que le méridien céleste est formé par le plan du méridien terrestre (géographique) ($pOqp'$), où se trouve l'observateur, et de ce fait ne participe pas à la rotation diurne de la sphère céleste. Pour tous les observateurs qui se trouvent au même méridien géographique, le méridien céleste est également le même.

Dans la rotation diurne de la sphère céleste autour de l'axe du monde les astres se déplacent suivant les petits cercles (*ab*, *cd*, *ef*, *gh*), parallèles diurnes ou célestes, dont les plans sont parallèles au plan de l'équateur céleste (fig. 4).

§ 9. Théorème de la hauteur du pôle céleste

La distance angulaire entre le pôle céleste et l'horizon astronomique s'appelle hauteur du pôle céleste. Sur la figure 3 la hauteur du pôle céleste Nord (P) est montrée par l'angle h_p, ou ce qui revient au même, par l'arc $NP = h_p$. On voit sans peine que $h_p = \angle qCO$* est la latitude géographique φ de l'observateur (O) comptée à partir de l'équateur terrestre (qq'). On en tire le théorème de la hauteur du pôle céleste: *en chaque point de la surface terrestre la hauteur du pôle céleste est égale à la latitude géographique de ce point*:

$$h_p = \varphi. \tag{1.1}$$

Alors, l'inclinaison de l'équateur céleste à l'horizon astronomique vaut:

$$i = 90° - \varphi. \tag{1.2}$$

Les plans des parallèles célestes forment le même angle avec le plan de l'horizon astronomique.

Le théorème de la hauteur du pôle céleste sert de base pour déterminer la latitude géographique des points de la surface terrestre (cf. § 18), mais on ne peut pas l'utiliser directement puisqu'il n'y a rien qui circonscrit leur position dans le ciel.

§ 10. Coordonnées horizontales

La position apparente des étoiles et des points quelconques de la sphère céleste est déterminée par deux coordonnées sphériques.

* Les côtés des angles h_p et qCO sont réciproquement perpendiculaires.

En astronomie on utilise plusieurs systèmes de référence sphériques, dont chacun est employé pour résoudre des problèmes qui lui sont associés. On choisit sur la sphère céleste un grand cercle considéré comme cercle principal. Les deux points diamétralement opposés de la sphère céleste éloignés du cercle principal exactement à 90° s'appellent *pôles du système de coordonnées.*

La position des astres célestes ne peut être établie que s'ils se trouvent au-dessus de l'horizon astronomique (*SWNE*) retenu comme cercle principal du système de coordonnées horizontales (fig. 5). Les pôles de ce système sont le zénith (*Z*) et le nadir (*Z'*) par lesquels est mené le grand demi-cercle appelé *cercle de hauteur* ou *vertical* (par exemple, cercle de hauteur *ZMnZ'*). Il convient d'attirer l'attention sur la terminologie : on appelle le cercle de hauteur non pas un cercle complet, mais seulement sa moitié du zénith au nadir, de façon qu'un grand cercle de cette sorte contient deux cercles de hauteur diamétralement opposés. La partie Sud du méridien céleste (*ZSZ'*) est le vertical origine, et les cercles de hauteur *ZEZ'* et *ZWZ'* qui passent par les points Est (E) et Ouest (W) portent les noms de *premier vertical.* Les petits cercles (*ab*, *cd*) parallèles au plan de l'horizon astronomique s'appellent cercles de hauteur de l'astre ou almucantarat (de l'arabe « cantara », incurver en voûte). Le réseau du système de coordonnées horizontales est fixe, c'est-à-dire il ne participe pas à la rotation de la sphère céleste.

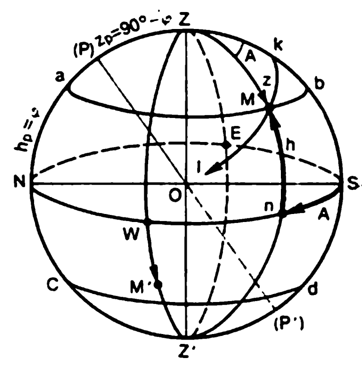


Fig. 5. Coordonnées horizontales

En plus du système de coordonnées horizontales la figure 5 représente les pôles célestes Nord (*P*) et Sud (*P'*), ainsi que l'axe du monde (*PP'*), pour rappeler que la sphère céleste tourne autour de cet axe et que les pôles célestes ne doivent pas être identifiés aux pôles du système de coordonnées horizontales que sont le zénith et le nadir.

La position de l'astre *M* dans le ciel est déterminée par deux coordonnées horizontales, l'*azimut A* et la *hauteur h.* On appelle hauteur la distance angulaire jusqu'à l'horizon astronomique comptée suivant le vertical ($h = nM$). Au-dessus de l'horizon astronomique la hauteur $h > 0$ et ses limites varient de $h = 0°$ (horizon astronomique) à $h = + 90°$ (le zénith). Au-dessous de l'horizon astronomique la hauteur $h < 0$ (par exemple, *WM'*) et sa valeur minimale est $h = - 90°$ (le nadir).

Dans la pratique des observations il est plus simple de mesurer non la hauteur h, mais la distance zénithale $z = ZM$, c'est-à-dire la distance angulaire jusqu'au zénith.

Il est clair que

$$z = 90° - h \tag{1.3}$$

est toujours positive et se compte dans les limites de $z = 0°$ (zénith) jusqu'à $z = 180°$ (nadir). Près du pôle céleste Nord $z_p = 90° - \varphi$, du fait que $h_p = \varphi$.

L'azimut A est l'angle au zénith entre le vertical et le côté Sud du méridien céleste, mesuré par l'arc ($A = Sn$) de l'horizon astronomique à partir du point Sud jusqu'au vertical et compté dans le sens de l'Ouest de 0° à 360°. Parfois l'azimut se compte dans les deux directions à partir du point Sud, alors dans le sens occidental il est considéré comme positif (de 0° à + 180°) et dans le sens oriental, comme négatif (de 0° à − 180°). L'azimut et la distance zénithale des astres sont mesurés directement avec des instruments goniométriques.

La rotation diurne de la sphère céleste fait que les astres se déplacent suivant des parallèles célestes (par exemple, suivant kMl), ce qui fait que pendant les 24 heures de la journée les coordonnées horizontales changent en permanence en prenant à des instants de temps définis des valeurs strictement déterminées. Ceci permet de calculer à l'avance les conditions de visibilité des astres aux moments de temps donnés. Mais pour la composition des cartes stellaires et les catalogues des objets célestes le système de coordonnées horizontales est inapplicable; à cet effet il faut disposer d'un système, où la rotation de la sphère céleste n'influe pas sur la valeur des deux coordonnées des astres.

§ 11. Coordonnées équatoriales

Pour rendre constantes les coordonnées sphériques il faut que leur réseau tourne avec la sphère céleste. On l'a établi donc sur la base de l'équateur céleste (QQ'), d'où le nom du *système de coordonnées équatoriales* (fig. 6). Les pôles de ce système sont les *pôles célestes* Nord (P) et Sud (P') par lesquels sont menés de grands demi-cercles ($P\Upsilon P$, $PMmP'$) appelés *cercles de déclinaison* ou, moins souvent, *cercles horaires*, alors que parallèlement au plan de l'équateur sont tracés les *parallèles célestes* (ab, kl, . . .). La position M de l'astre sur la sphère céleste est déterminée par deux coordonnées, l'*ascension droite* α et la *déclinaison* δ. L'ascension droite ($\alpha = \Upsilon m$) est comptée suivant l'équateur céleste (QQ') à partir du point par lequel le Soleil passe au printemps, ordinairement le 21 mars (pour les détails cf. § 19). Ce point s'appelle équinoxe de printemps ou point vernal,

noté par le symbole particulier ♈. On appelle ascension droite la distance angulaire du cercle de déclinaison à partir du point vernal; elle est toujours positive et est comptée dans le seul sens d'Ouest en Est de 0° à 360°, c'est-à-dire dans le sens contraire à la rotation diurne de la sphère céleste (visualisé par la flèche sur le parallèle céleste *kl*), mais le plus souvent elle se compte en mêmes unités que le temps (heures h, minutes m, secondes s) de 0 à 24^h, ce qui est parfaitement admissible du fait que l'équateur céleste tourne uniformément avec la sphère céleste. Pour la transformation des unités angulaires en unités de temps on utilise les relations: $24^h = 360°$; $1^h = 15°$; $4^m = 1°$; $1^m = 15'$; $4^s = 1'$ et $1^s = 15''$.

Le cercle de déclinaison qui passe par le point vernal ♈, s'appelle *colure des équinoxes*. L'ascension droite peut être traduite également par l'angle (α) au pôle céleste entre le colure des équinoxes et le cercle de déclinaison passant par l'astre (M).

On appelle déclinaison ($\delta = mM$) la distance angulaire à partir de l'équateur céleste (QQ') comptée suivant le cercle de déclinaison. Dans l'hémisphère céleste Nord la déclinaison est positive ($\delta > 0$), et dans l'hémisphère Sud, négative ($\delta < 0$); elle est mesurée dans les limites de 0° (équateur céleste) à $\pm$ 90° (pôles célestes).

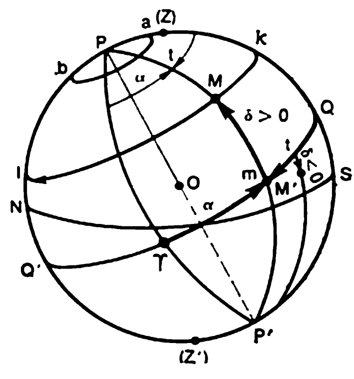


Fig. 6. Coordonnées équatoriales

Sur la figure 6 la déclinaison de l'astre M est $\delta > 0$, et de l'astre M', $\delta < 0$, mais au moment donné les deux astres sont visibles, se trouvant au-dessus de l'horizon astronomique (SN) et leur hauteur étant $h > 0$. De la sorte, le signe de la déclinaison ne détermine pas la visibilité de l'astre, qui dépend des moments de temps et de la relation entre la déclinaison δ de l'astre et de la latitude géographique φ du lieu. Les coordonnées équatoriales (α et δ) des étoiles et d'autres objets célestes tout aussi éloignés, restent pratiquement invariables pendant des intervalles de temps relativement grands.

Les coordonnées équatoriales ne peuvent pas être mesurées directement, car rien ne marque dans le ciel ni l'équateur, ni le point vernal; on les trouve par calcul sur la base des observations.

L'application pratique de ces coordonnées à l'étude des étoiles est très large; on les emploie pour dresser les cartes et les catalogues stellaires, déterminer les coordonnées géographiques des points de la surface terrestre, s'orienter dans l'espace cosmique, vérifier le temps, analyser la rotation de la Terre, etc. La détermination des coordonnées équatoriales des objets les plus éloignés que sont les

quasars (cf. § 161), si éloignés que leur mouvement dans l'espace ne modifie pas leur position apparente dans le ciel, permet d'établir un système de référence inertiel auquel on peut faire confiance.

§ 12. Coordonnées équatoriales à angle horaire

Pour le calcul du temps et la pratique des observations astronomiques il faut disposer d'une coordonnée céleste qui dans le mouvement diurne de la sphère céleste varie uniformément tout au cours des 24 heures, c'est-à-dire donne la mesure de l'angle de rotation de la sphère céleste autour de l'axe du monde. Cette coordonnée appelée *angle horaire* est un angle (t) au pôle céleste entre le cercle de déclinaison ($PMmP'$ de la figure 6) et la moitié Sud du méridien céleste ($PZQSP'$). L'angle horaire est mesuré par l'arc ($t = Qm$) de l'équateur céleste depuis la moitié Sud du méridien céleste jusqu'au cercle de déclinaison dans le sens de rotation de la sphère céleste, c'est-à-dire vers l'Ouest. Généralement, l'angle horaire est mesuré en unités de temps de 0 à 24^h, mais aussi en unités angulaires de 0 à 360°. Il est bien plus rare que l'angle horaire est compté comme positif dans l'hémisphère céleste Ouest et négatif dans l'hémisphère céleste Est.

La deuxième coordonnée de ce système est la déclinaison (δ). Au cours de la journée la déclinaison des étoiles et d'autres objets célestes éloignés reste invariable, alors que l'angle horaire change de 24^h en un tour de la sphère céleste proportionnellement au temps.

Par l'angle horaire t_Υ du point vernal on mesure en astronomie le temps sidéral. En désignant l'instant d'après le temps sidéral par S_{sid} on obtient

$$S_{\text{sid}} = t_\Upsilon. \tag{1.4}$$

Etant donné que $t_\Upsilon = Q\Upsilon$ (cf. fig. 6), et l'ascension droite de l'astre M est $\alpha = \Upsilon m$, l'angle horaire de cet astre s'écrit

$$t = Qm - t_\Upsilon - \alpha,$$

ou

$$t = S_{\text{sid}} - \alpha, \tag{1.5}$$

c'est-à-dire l'angle horaire de tout astre est toujours égal à l'instant d'après le temps sidéral moins l'ascension droite de cet astre.

§ 13. Transformation des coordonnées célestes

On appelle transformation des coordonnées célestes le calcul des coordonnées d'un système d'après les coordonnées d'un autre système. A cet effet, on utilise les formules du triangle sphérique composé sur la sphère par les arcs de trois grands cercles. Dans un tel triangle (fig. 7), les côtés a, b, c, tout comme les angles A, B, C qui leur

sont opposés, sont mesurés en unités angulaires. Les éléments de cet angle sphérique vérifient des relations définies. Nous en donnons sans les déduire seulement celles qui seront nécessaires dans le cours qui suit *.

Théorème (ou formule) **des cosinus.** Le cosinus du côté d'un triangle sphérique est égal au produit des cosinus de ses deux autres côtés plus le produit des sinus de ces côtés par le cosinus de l'angle entre eux :

$$\cos c = \cos a \cdot \cos b + \\ + \sin a \cdot \sin b \cdot \cos C. \qquad (1.6)$$

Théorème (ou formule) **des sinus.** Les sinus des côtés d'un triangle sphérique sont proportionnels aux sinus des angles opposés

$$\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C}. \qquad (1.7)$$

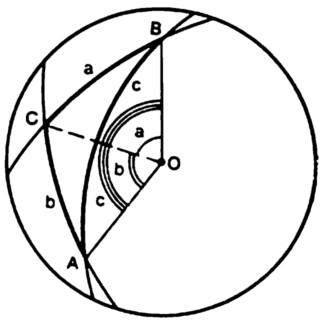


Fig. 7. Triangle sphérique ; les côtés sont mesurés par les angles au centre O de la sphère

Formule de cinq éléments. Dans un triangle sphérique le produit du sinus d'un côté par le cosinus de l'angle adjacent est égal au produit du sinus de l'autre côté délimitant l'angle adjacent par le cosinus du troisième côté moins le produit des fonctions analogues de ces côtés par le cosinus de l'angle entre eux :

$$\sin c \cdot \cos A = \sin b \cdot \cos a - \sin a \cdot \cos b \cdot \cos C. \qquad (1.8)$$

Dans un triangle rectangle sphérique le côté opposé à l'angle droit s'appellè hypoténuse, et les deux autres côtés. En posant dans les formules (1.6)-(1.8) l'angle $C = 90°$ et en appelant alors le côté c hypoténuse, on trouve

$$\cos c = \cos a \cdot \cos b, \qquad (1.9)$$

c'est-à-dire le cosinus de l'hypoténuse est égal au produit des cosinus des côtés ;

$$\sin a = \sin c \cdot \sin A \text{ et } \sin b = \sin c \cdot \sin B, \qquad (1.10)$$

c'est-à-dire le sinus du côté est égal au produit du sinus de l'hypoténuse par le sinus de l'angle opposé à ce côté ;

$$\sin c \cdot \cos A = \cos \cdot a \sin b, \qquad (1.11)$$

c'est-à-dire le produit du sinus de l'hypoténuse par le cosinus de l'un des angles adjacents est égal au produit du cosinus du côté opposé à cet angle par le sinus de l'autre côté.

* Tout cours de trigonométrie sphérique renseignera sur leur déductior.

En divisant l'expression (1.11) par la première égalité de (1.10), on obtient

$$\frac{\sin c \cdot \cos A}{\sin c \cdot \sin A} = \frac{\cos a \cdot \sin b}{\sin a}$$

et finalement

$$\sin b = \operatorname{tg} a \cdot \operatorname{cotg} A, \qquad (1.12)$$

c'est-à-dire le sinus d'un côté est égal au produit de la tangente de l'autre côté par la cotangente de l'angle opposé à l'autre côté.

A tout instant la position de l'astre M sur la sphère céleste (fig. 8) est déterminée en coordonnées horizontales par l'azimut $A = Sn$ et la hauteur $h = nM$ ou la distance zénithale $z = ZM = 90° - h$, et en coordonnées équatoriales, par l'angle horaire $t = Qm$ et la déclinaison $\delta = mM$. Les arcs du méridien céleste ($PZQS$), du cercle de hauteur (ZMn) et du cercle de déclinaison (PMm) de l'astre forment le triangle sphérique PZM appelé *triangle de position*, dont les sommets sont le pôle céleste Nord P, le zénith Z et l'astre M. Les côtés du triangle de position $ZM = z$; $PM = 90° - \delta$ et $PZ = z_p = 90° - \varphi$, où φ est la latitude géographique du lieu. Dans ce triangle l'angle au pôle céleste Nord est égal à t, et l'angle au zénith est égal à $180° - A$. L'angle à l'astre (M) s'appelle *angle parallactique* et n'est pas utilisé dans la transformation des coordonnées.

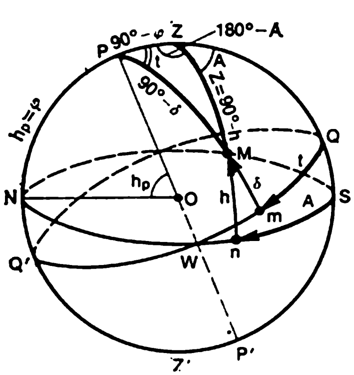


Fig. 8. Triangle de position (parallactique)

Pour le calcul des coordonnées horizontales z et A d'après les coordonnées équatoriales connues δ et t on obtient d'après les formules (1.6)-(1.8):

$$\cos z = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t, \qquad (1.13)$$

$$\sin z \cdot \sin A = \cos \delta \cdot \sin t, \qquad (1.14)$$

$$\sin z \cdot \cos A = -\cos \varphi \cdot \sin \delta + \sin \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t. \qquad (1.15)$$

La formule (1.13) donne une solution univoque, puisque z est toujours positif. Pour les valeurs de t proches de 0 ou de 180° il est préférable de calculer A d'après la formule (1.14), et pour des valeurs de t proches de 90° et de 270°, d'après la formule (1.15). Le quadrant de A est déterminé par les signes du deuxième membre de l'égalité, du fait que toujours $\sin Z > 0$. Les formules (1.13)-(1.15) sont employées pour le calcul des conditions de visibilité des astres dont les coordonnées équatoriales α et δ sont empruntées aux annuai-

res astronomiques, et les angles horaires t se calculent d'après la formule (1.5).

Pour le calcul des coordonnées équatoriales δ et t d'après les coordonnées horizontales z et A connues, on trouve en vertu des formules (1.6)-(1.8)

$$\sin\delta = \sin\varphi\cdot\cos z - \cos\varphi\cdot\sin z\cdot\cos A, \qquad (1.16)$$

$$\cos\delta\cdot\sin t = \sin z\cdot\sin A, \qquad (1.17)$$

et

$$\cos\delta\cdot\cos t = \cos\varphi\cdot\cos z + \sin\varphi\cdot\sin z\cdot\cos A. \qquad (1.18)$$

Le signe de δ est déterminé par celui de $\sin\delta$, et le quadrant de t est choisi d'après les signes du deuxième membre des formules (1.17) et (1.18), du fait que toujours $\cos\delta > 0$. Les formules préférables pour le calcul de t sont analogues à celles du cas précédent.

§ 14. Passage des astres au méridien

La rotation diurne de la sphère céleste fait que chaque astre passe deux fois au méridien céleste: une fois par sa moitié Sud ($t = 0^h = 0°$) et une deuxième fois (dans 12 heures), par sa moitié Nord ($t = 12^h = 180°$). Le phénomène du passage de l'astre par la moitié Sud du méridien céleste s'appelle passage supérieur ou encore, *culmination supérieure*, du fait qu'à cet instant la hauteur h de l'astre est maximale (la distance zénithale z est minimale) de toutes ses valeurs possibles au cours de 24 heures. Pour ce phénomène on emploie souvent les expressions dont le sens est le même: l'astre au méridien, l'astre culmine, le passage supérieur, la culmination supérieure de l'astre.

Au passage supérieur l'angle horaire des astres $t = 0°$; donc en posant dans la formule (1.13) $\cos t = 1$, on obtient

$$\cos z = \sin\varphi\cdot\sin\delta + \cos\varphi\cdot\cos\delta,$$

ou

$$\cos z = \cos[\pm(\varphi - \delta)],$$

d'où

$$z = \pm(\varphi - \delta).$$

Pour $\cos t = 1$ l'égalité (1.15) devient $\sin z\cdot\cos A = -\cos\varphi\times$ $\times\sin\delta + \sin\varphi\cdot\cos\delta = \sin(\varphi - \delta)$ et puisque z et $\sin z$ sont toujours positifs, avec $\delta < \varphi$, $\cos A = 1$ et l'azimut de l'astre $A = 0°$, c'est-à-dire

si la déclinaison (δ) de l'astre est inférieure à la latitude géographique (φ) du lieu, l'astre passe au Sud du zénith et la distance zénithale

$$z_s = \varphi - \delta^*, \qquad (1.19)$$

* Là et dans ce qui suit l'indice « s » de z et h signifie que les formules sont justifiées seulement pour le passage supérieur.

et sa hauteur

$$h_s = (90° - \varphi) + \delta. \tag{1.20}$$

Pour $\delta > \varphi$, $\cos A = -1$ et l'azimut de l'astre $A = 180°$, c'est-à-dire

si la déclinaison de l'astre est supérieure à la latitude géographique du lieu, l'astre passe au Nord du zénith, entre le zénith et le pôle céleste Nord, et alors sa distance zénithale

$$z_s = \delta - \varphi \tag{1.21}$$

et sa hauteur,

$$h_s = (90° - \delta) + \varphi. \tag{1.22}$$

Enfin, si la déclinaison de l'astre est égale à la latitude géographique du lieu, l'astre passe au zénith, son azimut A est arbitraire (indéfini), sa distance zénithale

$$z_s = \varphi - \delta = 0°$$

et sa hauteur

$$h_s = +90°.$$

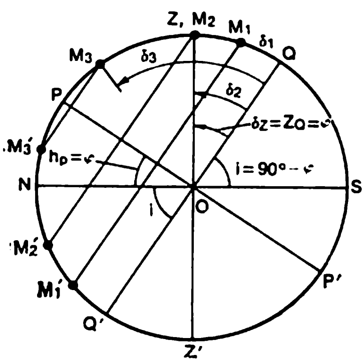


Fig. 9. Passage au méridien des astres

Il s'ensuit que la déclinaison du zénith $\delta_z = \varphi$ et que par le zénith passe toujours le parallèle céleste dont la déclinaison est égale à la latitude géographique du lieu.

Tous les cas examinés du passage supérieur sont illustrés par la figure 9 qui représente la projection de la sphère céleste sur le plan du méridien céleste.

PZQSP' est la moitié Sud du méridien céleste; *PNQ'P'*, sa moitié Nord; *NS*, l'horizon astronomique; *QQ'*, l'équateur céleste; *Z*, le zénith dont la déclinaison est $\delta_z = QZ = \varphi$. Les astres M_1', M_2, M_3 se trouvent au passage supérieur, mais leur déclinaison est différente: $\delta_1 = QM_1 < \varphi$; $\delta_2 = QM_2 = \varphi$ et $\delta_3 = QM_3 > \varphi$; leurs distances zénithales: $z_1 = ZM_1$ (pour $A = 0°$); $z_2 = 0°$ (l'astre M_2 est au zénith Z) et $z_3 = ZM_3$ (avec $A = 180°$). Pour le point supérieur Q de l'équateur céleste $z_Q = \varphi$. Les cordes M_1M_1', M_2M_2' et M_3M_3' représentent les parallèles célestes de ces astres.

On appelle *passage inférieur* le passage des astres par la moitié Nord du méridien céleste (position des astres M_1', M_2' et M_3' sur la figure 9). A cet instant leur angle horaire $t = 180° = 12^h$. En posant dans la formule (1.13) $\cos t = -1$, il vient

$$\cos z = \sin\varphi \cdot \sin\delta - \cos\varphi \cdot \cos\delta = -\cos(\varphi + \delta),$$

ou

$$\cos z = \cos[180° - (\varphi + \delta)],$$

d'où

$$z_i = 180^\circ - \varphi - \delta \, * \qquad (1.23)$$

et

$$h_i = \delta - (90^\circ - \varphi). \qquad (1.24)$$

L'égalité (1.24) permet de calculer d'emblée si en un lieu donné les astres sont à coucher ou sans coucher. Si $\delta < +(90^\circ - \varphi)$,

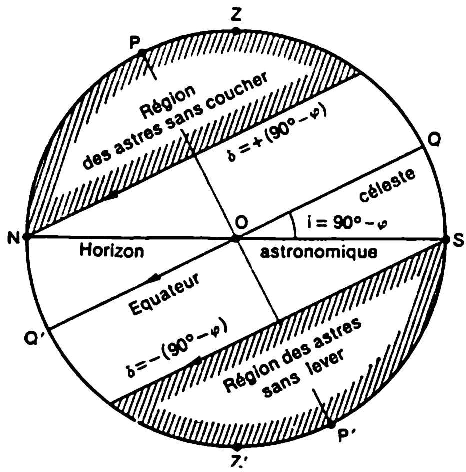


Fig. 10. Astres sans lever et sans coucher

alors $h_i < 0$, et par suite l'astre est à coucher (M_1' et M_2' sur la figure 9). Mais si $\delta \geqslant +(90^\circ - \varphi)$, alors $h_i \geqslant 0$ et l'astre est sans coucher, c'est-à-dire tous les 24 heures il se trouve au-dessus de l'horizon (M_3' sur la figure 9). En vertu de la symétrie de la sphère céleste les astres à déclinaison $\delta \leqslant -(90^\circ - \varphi)$ ne se lèvent pas en général en un lieu donné et de ce fait sont toujours invisibles, ce qui s'ensuit également de la formule (1.20) pour $h_s \leqslant 0^\circ$. Cette symétrie est traduite par la règle: *le cercle des astres sans lever est égal au cercle des astres sans coucher* (fig. 10).

Les astres à déclinaison $-(90^\circ - \varphi) < \delta < +(90^\circ - \varphi)$ se lèvent et se couchent, mais la position de leurs points du lever et du coucher sur l'horizon astronomique dépend de leur déclinauson: avec $\delta = 0^\circ$ les astres reposent sur l'équateur céleste (fig. 11, astre F), se lèvent au point Est (E) et se couchent au point Ouest (W), douze heures ils se trouvent au-dessus de l'horizon et douze heures, au-dessous; pour les astres M de l'hémisphère céleste Nord ($\delta > 0^\circ$), les

* Ici et dans ce qui suit l'indice « i » affecté à z et h signifie que les formules sont justifiées seulement pour le passage inférieur.

points du lever (*a*) et du coucher (*b*) sont déplacés par rapport aux points Est et Ouest du côté du point Nord, et la plus grande partie du jour les astres se trouvent au-dessus de l'horizon, et une plus petite partie du jour, au-dessous; pour les astres (*D*) de l'hémisphère céleste Sud ($\delta < 0°$), les points du lever (*c*) et du coucher (*d*) sont déplacés par rapport aux points Est et Ouest dans le sens du point Sud (S) et les astres se trouvent une plus petite partie du jour au-dessus de l'horizon et une plus grande partie du jour au-dessous. Dans l'hémisphère Sud de la Terre au-dessus de l'horizon se trouvent la plus grande partie du jour les astres à déclinaison négative ($\delta < 0°$), et une plus petite partie, les astres à déclinaison positive ($\delta > 0°$).

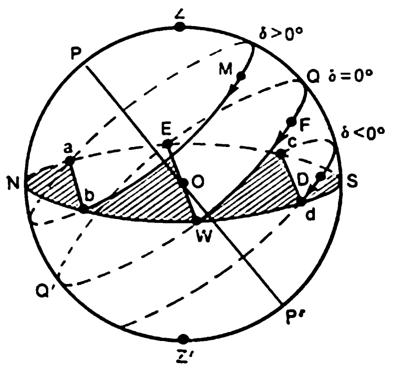


Fig. 11. Positions des points du lever et du coucher des astres à déclinaison différente

§ 15. Aspect du ciel stellaire à des parallèles géographiques différents

La forme sphérique de la Terre fait que sous des latitudes géographiques (φ) différentes l'aspect du ciel stellaire est différent et est déterminé par le théorème de la hauteur du pôle céleste ($h_p = \varphi$).

A l'équateur terrestre ($\varphi = 0°$; fig. 12), $h_p = 0°$; l'axe du monde repose donc dans le plan de l'horizon astronomique et coïncide avec la méridienne, le pôle céleste Nord (*P*) coïncide avec le point Nord (N), le pôle céleste Sud (*P'*), avec le point Sud (S), l'équateur céleste (*QQ'*) passe par le zénith (*Z*) et le nadir (*Z'*), les plans de tous les parallèles célestes sont perpendiculaires au plan de l'horizon astronomique et celui-ci divise les parallèles eux-mêmes en deux. Tous les astres se lèvent et se couchent perpendiculairement à l'horizon et sont visibles 12 heures par jour. Les deux hémisphères céles-

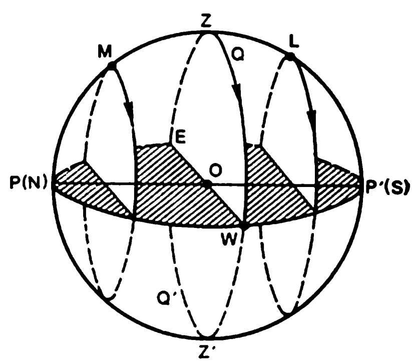


Fig. 12. Sphère céleste vue de l'équateur terrestre

tes sont également visibles. Les astres de l'hémisphère Nord ($\delta > > \varphi = 0°$; le point M de la figure 12) passent au méridien céleste au Nord du zénith, et les astres de l'hémisphère Sud ($\delta < \varphi = 0°$; point L), au Sud du zénith. L'Etoile Polaire (α Petite Ourse) est visible près du point Nord et se couche régulièrement à l'horizon.

A mesure que l'observateur se déplace à la surface terrestre dans le sens du pôle géographique, le pôle céleste de même nom se lève

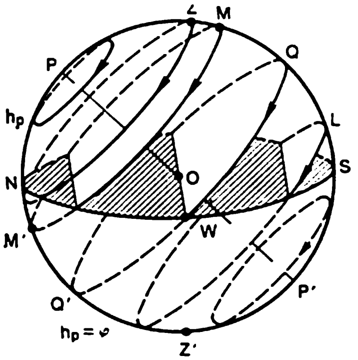


Fig. 13. Sphère céleste vue à partir d'une latitude géographique quelconque

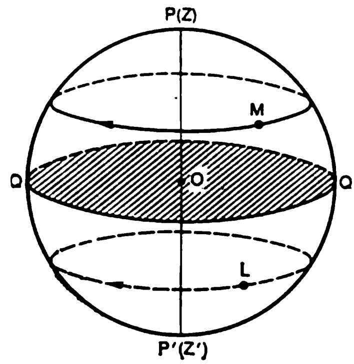


Fig. 14. Sphère céleste vue du pôle géographique

au-dessus de l'horizon ($h_p = \varphi$), et le pôle opposé disparaît à l'horizon, l'équateur céleste s'approche de l'horizon astronomique, tout l'hémisphère céleste de même nom est accessible à l'observation, alors que la partie observée de l'hémisphère opposé diminue à mesure qu'on s'approche du pôle géographique; les cercles des astres sans lever et sans coucher augmentent (fig. 13).

Au pôle Nord de la Terre ($\varphi = +90°$; fig. 14), $h_p = +90°$, l'axe du monde coïncide avec la verticale, le pôle céleste Nord (P) se confond avec le zénith (Z) et l'équateur céleste QQ', avec l'horizon astronomique, il n'y a donc ni points Est, Sud, Ouest, Nord, ni méridien céleste, ni méridienne. Les parallèles célestes sont parallèles au plan de l'horizon astronomique et lors de la rotation diurne du ciel les étoiles se déplacent parallèlement à l'horizon sans changer leur hauteur. La notion de passage au méridien n'existe pas. Les astres (M) de l'hémisphère céleste Nord sont sans coucher, et ceux (L) de l'hémisphère céleste Sud, sans lever. L'Etoile Polaire se trouve presqu'au zénith.

Au pôle géographique Sud la marche des choses est analogue, à cette différence près qu'au zénith il y a le pôle céleste Sud, les astres sans coucher appartiennent à l'hémisphère céleste Sud, et les astres sans lever, à l'hémisphère céleste Nord.

§ 16. Réfraction astronomique

La *réfraction* des rayons lumineux par l'atmosphère terrestre dite *astronomique* ou *atmosphérique* fait que la distance zénithale z' observée (apparente) de l'astre semble être légèrement inférieure à sa valeur réelle z, et la hauteur apparente h' est quelque peu supérieure à la hauteur réelle h.

La différence

$$\rho = z - z' = h' - h, \tag{1.25}$$

s'appelle valeur de la réfraction et plus souvent *réfraction* tout court.

A des distances zénithales $z < 70°$ la réfraction est faible, inférieure à $3'$, elle diminue avec la hauteur et au zénith $\rho = 0$. La valeur de la réfraction dépend de la température de l'air ($t°$) et de la pression atmosphérique (p). Sous des conditions atmosphériques arbitraires la réfraction est dite vraie, et à $t° = +10$ °C et $p = 760$ Hg = = 1013 hPa (hectopascals), moyenne.

Pour $z < 70°$ la réfraction moyenne

$$\rho = 58'', 2 \cdot \operatorname{tg} z'. \tag{1.26}$$

Pour $z > 70°$ la formule (1.26) est inapplicable, son erreur croissant brusquement avec l'approche de l'horizon ($z = 90°$), où la réfraction est maximale. D'après cette formule, pour $z = 90°$, $\rho = \infty$, alors qu'en fait à l'horizon la réfraction moyenne est $\rho = 35'$.

Même dans les conditions atmosphériques les plus défavorables dans les régions polaires, la réfraction vraie ne dépasse pas 2°. On a dressé d'après les observations des tables de réfraction pour des distances zénithales différentes sous des conditions atmosphériques variées.

La réfraction qui agit seulement dans le sens vertical n'influe pas sur l'azimut de l'astre, mais perturbe ses coordonnées équatoriales. Il est donc de rigueur de la prendre en considération pour déterminer les coordonnées équatoriales, calculer les levers et les couchers des astres, établir plus exactement la durée du crépuscule, des jours et des nuits polaires, etc.

La réfraction fait qu'à l'approche de l'horizon les disques du Soleil et de la Lune semblent ovales parce que près du bord inférieur de leur disque la réfraction est à peu près de $6'$ supérieure à celle du bord supérieur; il en résulte que le diamètre vertical du disque paraît plus court que le diamètre horizontal qui n'est pas compromis par la réfraction.

§ 17. Mesure des coordonnées horizontales des astres et détermination du méridien céleste

Pour mesurer les coordonnées horizontales on emploie un instrument optique portatif appelé théodolite, dont la construction la plus simple est représenté sur la figure 15 *. Il se compose d'une petite lunette (*a*) solidarisée à l'axe horizontal (*b*) sur lequel est posé à demeure le cercle vertical (*c*). L'axe horizontal repose sur les paliers du cadre (*d*) et peut y tourner avec le cercle vertical et la lunette. Le cadre est posé sur l'axe vertical (*e*) auquel est solidarisé le cercle horizontal (*f*) qui peut tourner avec eux dans le plan horizontal. Les deux cercles ou limbes sont gradués en degrés et en minutes (ordinairement chaque trait valant 20′, 10′ ou 5′), qui permettent de compter la rotation de la lunette dans les deux plans. Pour rendre les mesures plus exactes, près des limbes sont placées sur des supports fixes des plaques spéciales (verniers) portant des graduations plus fines et des microscopes (*g*). La lunette pointée dans une direction déterminée est bloquée en cette position sur les deux axes par des vis de serrage, son faible pivotement étant assuré par des vis micrométriques. Les vis des pieds (*l*) et les niveaux (*m*) assurent la mise au point correct de l'instrument. L'oculaire de la lunette est muni d'un réticule visible pendant l'observation dans le champ de vision de l'instrument (fig. 16).

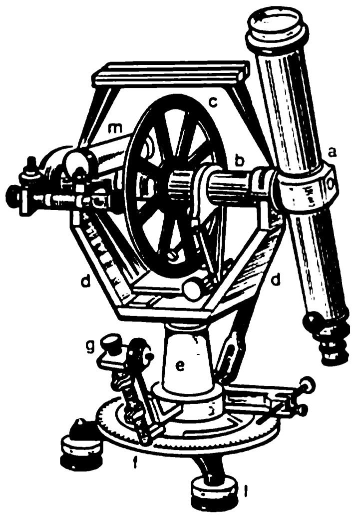


Fig. 15. Théodolite

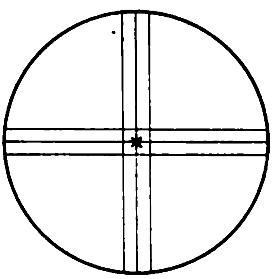


Fig. 16. Etoile vue dans un théodolite

En pointant la lunette sur l'astre la distance zénithale de celui-ci est comptée suivant le cercle vertical, et l'azimut, suivant le cercle horizontal.

* Dans les théodolites modernes les cercles séparés sont couverts de protecteurs et sont invisibles sur la figure. C'est pourquoi nous donnons ici l'image d'une vieille construction dans laquelle les cercles sont ouverts.

Pour déterminer la position du méridien céleste il existe plusieurs méthodes. L'une d'elles est fondée sur le fait qu'à des distances égales entre l'étoile et le méridien céleste (avant et après le passage supérieur) sa distance zénithale est la même, ce qui résulte de l'égalité (1.13)

$$\cos z = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t.$$

Alors, d'après la formule (1.14)

$$\sin z \cdot \sin A = \cos \delta \cdot \sin t$$

les valeurs numériques des azimuts A sont les mêmes, mais à l'Est du méridien $A < 0$, et à l'Ouest du méridien, $A > 0$.

Si pour la même distance zénithale de l'étoile la première lecture (avant le passage supérieur) du cercle horizontal était n_1, et la deuxième (après le passage supérieur), n_2, la lecture moyenne, $n_s = \frac{n_1 + n_2}{2}$ correspond à la direction vers le point Sud, c'est-à-dire détermine la position du méridien céleste et de la méridienne.

Une autre méthode impose la connaissance de la déclinaison δ de l'étoile et de la latitude géographique φ du lieu. En mesurant la distance zénithale apparente z' de l'étoile, on note la lecture n_1 du cercle horizontal de l'instrument, puis d'après la formule (1.26) et d'après les tables on détermine la réfraction ρ pour trouver ensuite la distance zénithale vraie de l'étoile $z = z' + \rho$ et d'après la formule (1.16)

$$\cos A = \frac{\sin \varphi \cdot \cos z - \sin \delta}{\cos \varphi \cdot \sin z}$$

calculer l'azimut A de l'étoile.

Alors, la lecture du cercle horizontal $n_s = n_1 - A$ correspond à la direction vers le point Sud.

§ 18. Détermination de la déclinaison des étoiles et de la latitude géographique du lieu

Les coordonnées équatoriales (α et δ) des étoiles sont déterminées seulement dans les observatoires astronomiques qui possèdent à cet effet du matériel approprié. La valeur la plus exacte de ces coordonnées s'obtient en observant ces astres au méridien (leur passage); il existe pour cela un instrument spécial, le *cercle méridien* (fig. 1.17). Ses constructions modernes sont très compliquées et comportent de nombreux dispositifs qui améliorent la précision et réduisent au minimum les erreurs. La figure 17, *b* représente le schéma du cercle méridien. Un axe massif évidé (*C*) porte solidarisés la lunette (*AB*) longue de 2 m, à diamètre d'ouverture de 15 à 20 cm, qui lui est perpendiculaire, et deux cercles séparés (*K*) de 60 à 70 cm de diamè-

tre gradués de 2′ à 2′. L'axe est établi strictement suivant l'horizontale dans le plan du premier vertical (dans la direction d'Est en Ouest) sur deux piliers en pierre ou en béton posés sur une fondation massive, et peut tourner sur les coussinets avec la lunette et les cercles seulement dans le plan du méridien céleste, d'où la dénomination de l'instrument lui-même. Ces mêmes piliers portent fixés à demeure les verniers et les microscopes (*M*) qui permettent de

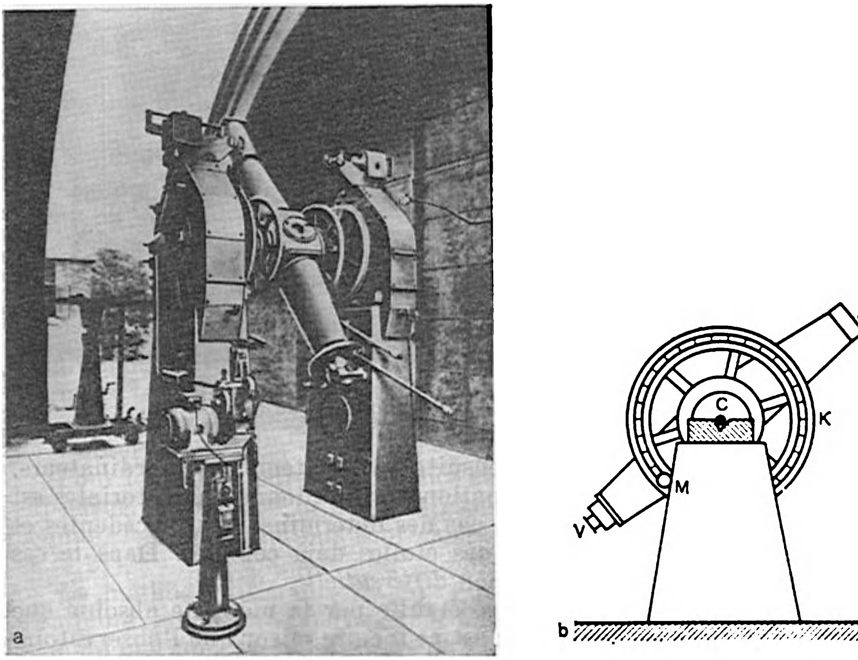


Fig. 17. Cercle méridien et son schéma

lire les traits des cercles à 0″, 1 près. Dans le champ de vision de la lunette est placé un réticule formé de fils horizontaux et verticaux; le fil vertical central coïncide avec la direction vers le méridien. Les cercles séparés portent la marque du point de zénith Z_0, c'est-à-dire le trait qui correspond à la lunette braquée au zénith.

La réalisation des mesures avec le cercle méridien est très compliquée, imposant des opérations qui tiennent compte et rendent impossibles les erreurs de l'instrument, et au possible, les erreurs personnelles de l'observateur. Dans les instruments de conception récente de nombreuses opérations sont automatisées, y compris l'enregistrement du temps d'observation, alors que les lectures des cercles séparés sont enregistrées sur un film photographique ou

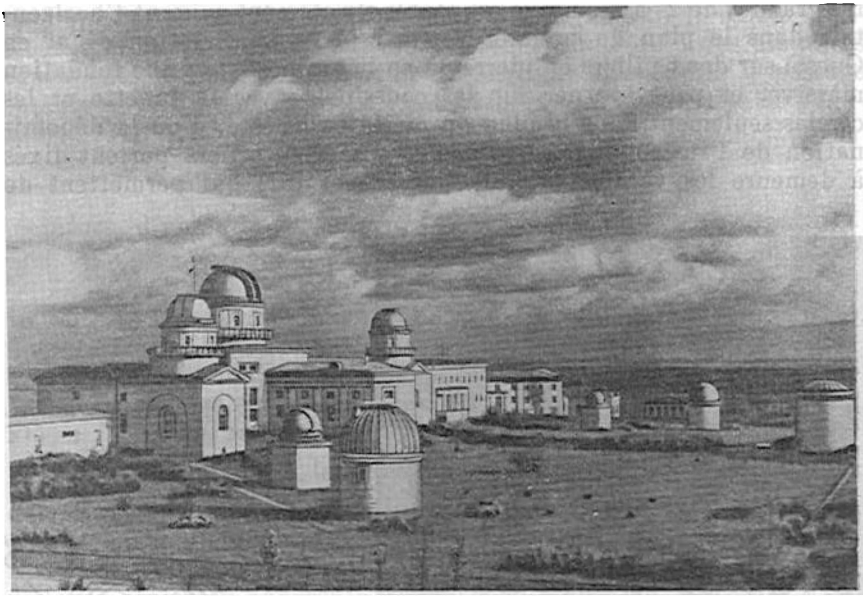


Fig. 18. Observatoire astronomique de Poulkovo

une carte perforée déchiffrée ensuite par traitement sur ordinateurs.

La méthode de la détermination des coordonnées équatoriales est dite *absolue* si elle ne dépend pas des déterminations précédentes et ne part pas des coordonnées des étoiles déjà connues. Dans le cas contraire on l'appelle *relative* ou *différentielle*.

La déclinaison ne peut être établie par la méthode absolue que pour les étoiles sans coucher ; c'est pour cette raison que l'observatoire de Poulkovo bien connu (fig. 18), le principal observatoire astronomique de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., est construit près de Léningrad, dans une région à 60° de latitude Nord, où les étoiles sans coucher sont très nombreuses. Les mesures de cette sorte ne sont possibles que dans les périodes d'automne et d'hiver lorsque la nuit dure plus de 14 heures.

Après avoir mesuré la distance zénithale apparente de la même étoile aux passages supérieur (z'_s), et douze heures plus tard, au passage inférieur (z'_i) et en tenant compte de la réfraction ρ, on trouve les distances zénithales vraies $z_s = z'_s + \rho_s$ et $z_i = z'_i + \rho_i$ d'après lesquelles on calcule la déclinaison δ de cette étoile, et, indépendamment de cette déclinaison, la latitude géographique φ de l'observatoire. Pour le passage supérieur de l'astre au Sud du zénith on utilise les formules

$$z_s = \varphi - \delta \qquad (1.19)$$

et

$$z_i = 180° - \varphi - \delta, \tag{1.23}$$

d'après lesquelles on trouve

$$\delta = 90° - \frac{z_i + z_s}{2}$$

et

$$\varphi = 90° - \frac{z_i - z_s}{2}.$$

Mais si au passage supérieur l'étoile se trouvait au Nord du zénith, la formule (1.19) est remplacée par (1.21)

$$z_s = \delta - \varphi,$$

et alors

$$\delta = 90° - \frac{z_i - z_s}{2}$$

et

$$\varphi = 90° - \frac{z_i + z_s}{2}.$$

Cette méthode est appliquée pour déterminer la déclinaison non pas de toutes les étoiles sans coucher, mais seulement de quelques dizaines ou centaines d'entre elles, pour reprendre ensuite systématiquement les mesures et observer ainsi les variations de leur déclinaison et les variations de faible valeur de la latitude géographique de l'observatoire.

Pour les autres astres la distance zénithale est mesurée au passage supérieur, et puisque la latitude géographique de l'observatoire est connue, leurs déclinaisons sont calculées d'après les formules (1.19) et (1.21).

La méthode différentielle de la détermination de la déclinaison s'emploie le plus souvent pour l'observation photographique. La zone du ciel à photographier doit de rigueur compter plusieurs étoiles dont les coordonnées équatoriales ont été établies par la méthode absolue ; on les appelle étoiles *repères*. Le principe de la méthode relative consiste à mesurer sur le négatif photographique à une échelle définie les différences $\Delta\delta_k$ entre la déclinaison cherchée δ de l'astre et les déclinaisons connues δ_k des étoiles repères. On obtient quelques valeurs proches entre elles

$$\delta = \delta_k + \Delta\delta_k,$$

d'après lesquelles on calcule la déclinaison cherchée la plus probable.

Lors des observations au méridien visuelles (de rigueur au passage supérieur) on mesure les différences Δz_k entre les distances zénithales z de l'astre et z_k de l'étoile repère. Ainsi pour le passage au Sud du zénith la déclinaison cherchée

$$\delta = \delta_k - (z - z_r) = \delta_k - \Delta z_k.$$

Les déclinaisons obtenues des étoiles sont publiées dans les *catalogues stellaires*. En mesurant au théodolite la distance zénithale de ces étoiles au méridien de divers lieux et en trouvant leur déclinaison dans les catalogues stellaires les expéditions astronomiques calculent d'après les formules (1.19) et (1.21) la latitude géographique du lieu.

Les méthodes de détermination des ascensions droites des astres et de la longitude géographique des points de la surface terrestre sont exposés au chapitre III.

Actuellement les coordonnées géographiques ne sont déterminées que par les méthodes astronomiques.

CHAPITRE II

MOUVEMENT APPARENT ANNUEL DU SOLEIL. SES CAUSES ET SES CONSÉQUENCES

§ 19. Ecliptique

A minuit au passage supérieur il existe toujours des étoiles dont l'ascension droite se distingue presque de 180° de celle du Soleil. Les observations montrent qu'à chaque minuit l'ascension droite des étoiles au passage supérieur est à peu près de 4^m (1°) plus grande que l'ascension droite de celles qui ont culminé le minuit précédent. Donc l'ascension droite α du Soleil augmente chaque jour également de 4^m, ce qui signifie qu'en plus du mouvement diurne d'Est en Ouest défini par la rotation de la Terre, le Soleil se déplace lentement sur le fond des étoiles d'Ouest en Est à la rencontre de la rotation diurne du ciel, environ de 1° par jour, pour effectuer en une année le tour complet (360°) de la sphère céleste. Ce mouvement annuel est dit apparent du fait qu'il reflète la rotation réelle de la Terre autour du Soleil, ce qui est confirmé par des preuves irréfutables (cf. § 56). Le mouvement de la Terre autour du Soleil fait que l'image du ciel stellaire change suivant les saisons et se répète régulièrement d'une année à l'autre.

Les mesures quotidiennes de la distance zénithale z_s du Soleil à l'instant de son passage supérieur (appelé *midi vrai*) ont permis d'établir que sa déclinaison δ varie progressivement: chaque année les 20-21 mars et 22-23 septembre $\delta = 0°$ (le Soleil passe par l'équateur céleste), les 21-22 juin elle devient maximale $\delta_{max} = +23°26'$, et les 21-22 décembre, minimale $\delta_{min} = -23°26'$, c'est-à-dire pendant à peu près six mois le Soleil se trouve dans l'hémisphère Nord, et six mois, dans l'hémisphère Sud, en s'éloignant à tour de rôle de l'équateur céleste à la distance maximale de 23°26'. Par

conséquent, le mouvement apparent annuel du Soleil se produit suivant le grand cercle de la sphère céleste incliné à l'équateur céleste sous un angle $\varepsilon = 23°26'$ (plus exactement $\varepsilon = 23°26'29''$). Ce grand cercle s'appelle *écliptique* * et son angle d'inclinaison à l'équateur céleste, obliquité de l'écliptique.

La figure 19 représente l'équateur céleste QQ', l'axe du monde PP' l'écliptique $\mathcal{E}\mathcal{E}'$, et l'axe de l'écliptique $\Pi\Pi'$, perpendiculaire

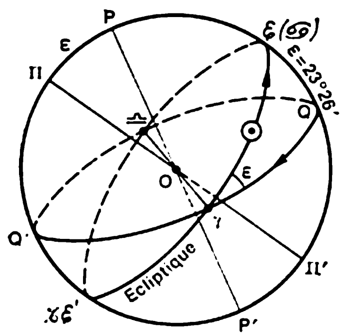


Fig. 19. Ecliptique et équateur céleste. ☉ — Soleil

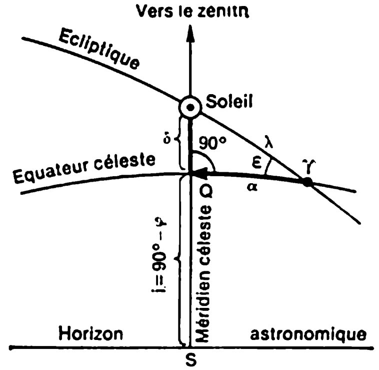


Fig. 20. Détermination des coordonnées équatoriales du Soleil

au plan de l'écliptique passant par le centre O de la sphère céleste et la coupant aux points Π et Π' appelés *pôles de l'écliptique*. Les pôles de l'écliptique se trouvent à $\varepsilon = 23°26'$ des pôles célestes; le *pôle Nord de l'écliptique* Π ($\alpha = 270° = 18^h$; $\delta = +66°34'$) se situe près de l'étoile δ Dragon, et le *pôle Sud de l'écliptique* Π' ($\alpha = 90° = 6^h$; $\delta = -66°34'$) pas loin de l'étoile δ Poisson d'Or. La flèche sur l'équateur céleste indique la direction de la rotation diurne de la sphère céleste, et la flèche sur l'écliptique, la direction du mouvement apparent annuel du Soleil (☉).

Les points de l'intersection de l'écliptique avec l'équateur céleste s'appellent *équinoxes* **; au point de l'équinoxe de printemps ou point vernal ♈ ($\alpha = 0° = 0^h$; $\delta = 0°$) le Soleil passe de l'hémisphère céleste Sud dans l'hémisphère Nord, et au point de l'*équinoxe d'automne* ♎ ($\alpha = 180° = 12$; $\delta = 0°$), de l'hémisphère céleste Nord dans l'hémisphère Sud. La ligne (♈O♎) de l'intersection de l'équateur céleste avec le plan de l'écliptique s'appelle *ligne des nœuds* de l'équateur céleste, et les points des équinoxes, ses *nœuds* sur l'écliptique.

* Lorsque la Lune s'approche de l'écliptique on observe dans des conditions définies des éclipses solaires et lunaires (cf. §§ 61 et 62).

** L'explication des noms de ces points est donnée au § 23.

Les points de l'écliptique éloignés de 90° des points des équinoxes s'appellent *solstices*: dans l'hémisphère céleste Nord repose le *solstice d'été* ♋ ($\alpha = 90° = 6^h$; $\delta = +23°26'$), et dans l'hémisphère céleste Sud, le *solstice d'hiver* ♑ ($\alpha = 270° = 18^h$; $\delta = -23°26'$).

Les équinoxes et les solstices sont désignés par des symboles des constellations dans lesquelles ils se trouvaient il y a plus de 2000 ans.

Les coordonnées équatoriales du Soleil se calculent d'après sa distance zénithale z_s mesurée à midi vrai. A cet instant (fig. 20) les arcs du méridien céleste, de l'équateur céleste et de l'écliptique forment un triangle rectangle sphérique d'angle aigu $\varepsilon = 23°26'$ (le triangle est représenté à la surface intérieure de la sphère céleste). Alors, d'après la formule (1.19) la déclinaison du Soleil

$$\delta = \varphi - z_s,$$

et son ascension droite est calculée d'après la formule

$$\sin \alpha = \operatorname{tg} \delta \cdot \operatorname{cotg} \varepsilon, \tag{2.1}$$

obtenue à partir de l'égalité (1.12).

Ainsi, bien que rien ne marque dans le ciel l'équinoxe de printemps (point vernal), il est commode de le retenir pour origine du compte de l'ascension droite du Soleil, d'après laquelle on détermine la position de l'équinoxe de printemps lui-même.

D'après les valeurs quotidiennes des coordonnées équatoriales du Soleil α et δ on marque son parcours apparent annuel suivant les constellations et porte l'écliptique sur les cartes stellaires.

§ 20. Constellations zodiacales et signes du Zodiaque

L'écliptique passe par douze constellations (d'après le nombre de mois de l'année), dont onze portent les noms des êtres vivants réels ou mythiques; toutes les douze sont dites zodiacales. Voici leurs dénominations et symboles: les Poissons (♓), le Bélier (♈), le Taureau (♉), les Gémeaux (♊), le Cancer (♋), le Lion (♌), la Vierge (♍), la Balance (♎), le Scorpion (♏), le Sagittaire (♐), le Capricorne (♑) et le Verseau (♒). Entre les constellations du Scorpion et du Sagittaire le Soleil se déplace dans la zone d'Ophiuchus, mais comme l'année ne compte que douze mois et que la plupart des étoiles de cette constellation se trouvent loin de l'écliptique, elle ne fait pas partie des constellations zodiacales.

Actuellement le point vernal ♈ se trouve dans la constellation des Poissons, le solstice d'été, ♋, dans la constellation des Gémeaux, l'équinoxe d'automne ♎ , dans la constellation de la Vierge et le solstice d'hiver ♑ dans la constellation du Sagittaire. On admet que les saisons débutent lorsque le Soleil passe par ces points.

La ceinture des constellations zodiacales dans son ensemble s'appelle *Zodiaque*. L'étendue de ces constellations le long de l'éclip-

tique est différente ; elle est la plus grande pour les constelltions du Taureau, de la Vierge et du Sagittaire (près de 40°) ; alors que l'arc de l'écliptique qui passe par la constellation du Scorpion n'est que de 5°. Aussi, pour la commodité de la mesure de la position du Soleil, l'écliptique est divisée en 12 parties égales (arcs) de 30° chacune, appelées signes du Zodiaque, qui débutent à partir du point vernal.

Au printemps le Soleil passe par les constellations des Poissons, du Bélier et du Taureau ; en été, par les constellations des Gémeaux, du Cancer et du Lion ; en automne, par les constellations de la Vierge, de la Balance et du Scorpion (ainsi que de l'Ophiuchus), et en hiver, par les constellations du Sagittaire, du Capricorne et du Verseau.

§ 21. Coordonnées écliptiques

Les observations montrent que la Lune et les planètes se déplacent dans les constellations zodiacales près de l'écliptique. C'est pourquoi il est bien plus simple d'étudier le mouvement apparent de

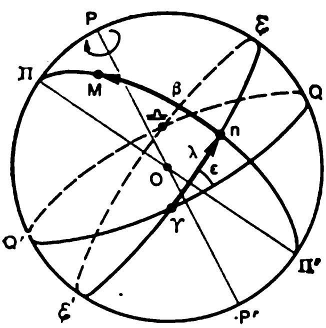


Fig. 21. Coordonnées écliptiques

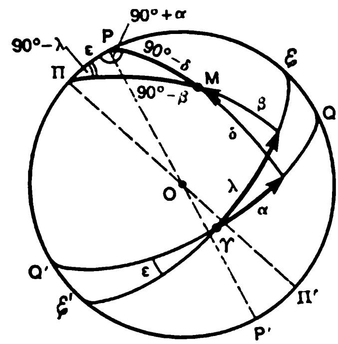


Fig. 22. Triangle de position (astronomique)

ces astres, tout comme celui du Soleil, *en coordonnées écliptiques*, dont le cercle principal est l'écliptique et les pôles de cette dernière. L'écliptique ($\mathcal{E}\mathcal{E}'$) divise la sphère céleste en deux parties (fig. 21), hémisphère écliptique Nord et hémisphère écliptique Sud. Les grands demi-cercles menés par les pôles de l'écliptique (par exemple, le demi-cercle Π MnΠ') s'appellent cercles de latitude écliptique. La position de l'astre M est déterminée par deux coordonnées sphériques, la *longitude écliptique* ou céleste λ et la *latitude écliptique* ou céleste β. La longitude céleste λ se compte de 0 à 360° suivant l'écliptique à partir du point vernal Υ jusqu'au cercle de latitude de l'astre dans le sens d'Ouest en Est. La latitude céleste β se compte à partir de l'écliptique suivant le cercle de latitude de 0° (l'écliptique)

à $\pm$ 90° (pôles de l'écliptique), et dans l'hémisphère céleste Nord elle est considérée comme positive, alors que dans l'hémisphère Sud, comme négative.

Le triangle sphérique ΠPM dont les sommets sont le pôle Nord de l'écliptique (Π), le pôle Nord céleste (P) et l'astre M s'appelle *triangle de position* (fig. 22); il associe les coordonnées écliptiques et équatoriales de l'astre. Les côtés du triangle de position $\Pi M = 90° - \beta$; $PM = 90° - \delta$ et $\Pi P = \varepsilon$ (inclinaison de l'équateur céleste sur l'écliptique); l'angle au pôle de l'écliptique $\angle P\Pi M = 90° - \lambda$, et l'angle au pôle céleste du monde, $\angle \Pi PM = 90° + \alpha$.

En utilisant les formules (1.6)-(1.8) on trouve aisément la relation entre les coordonnées écliptiques et équatoriales. En particulier, pour le Soleil, la latitude céleste $\beta = 0°$, et par suite, sa longitude céleste λ est calculée d'après les formules

$$\cos \lambda = \cos \alpha \cdot \cos \delta,$$

$$\sin \lambda = \sin \delta \cdot \operatorname{cosec} \varepsilon = \sin \alpha \cdot \cos \delta \cdot \sec \varepsilon.$$

§ 22. Irrégularité du mouvement annuel du Soleil et révolution de la Terre

D'après les observations des passages supérieurs des étoiles des constellations zodiacales il est établi que le Soleil boucle un tour de l'écliptique en une période $T_* = 365,2564$ jours $= 365^j 6^h 09^m 10^s$, appelée *année sidérale* du fait qu'en cette période le Soleil revient vers la même étoile. Le mouvement diurne moyen du Soleil $n = 360° : 365^j,2564 = 0°,986 \approx 59'$, mais les déterminations systématiques de sa longitude céleste témoignent de l'irrégularité de son mouvement. L'arc d'écliptique de 180°, de l'équinoxe de printemps à l'équinoxe d'automne, est parcouru par le Soleil en 186 jours, c'est-à-dire dans l'hémisphère Nord de la Terre pendant le printemps et l'été le Soleil se déplace en moyenne de 58' par jour, et en automne et hiver, durant 179 jours, de 60'. Le plus vite le Soleil se déplace sur l'écliptique du 1 au 5 janvier en franchissant $n_{max} = 61'$ par jour, et le plus lentement, du 1 au 5 juillet, en franchissant $n_{min} = 57'$ par jour. Le diamètre apparent du Soleil varie également du maximum $d_{max} = 32'35''$ au début de janvier jusqu'au $d_{min} = 31'31''$ au début de juillet.

Le mouvement apparent annuel du Soleil sur l'écliptique prouve que la Terre tourne autour du Soleil suivant une courbe plane fermée. Par conséquent, l'écliptique est un grand cercle suivant lequel le plan de l'orbite terrestre coupe la sphère céleste. Quant au mouvement irrégulier du Soleil et la variation périodique de son diamètre apparent, c'est là un témoignage que la Terre tourne autour du Soleil suivant une orbite elliptique et se trouve le plus près de l'astre du jour au début de janvier, et le plus loin, au début de juillet. La

période de révolution de la Terre autour du Soleil est égale à l'année sidérale $T_{*} = 365^{j}, 2564 = 365^{j}6^{h}\ 09^{m}\ 10^{s}$.

L'équateur céleste étant formé sur la sphère céleste par le plan de l'équateur terrestre et coupant l'écliptique sous un angle $\varepsilon =$ $= 23°26',5$, il en résulte que le plan de l'équateur terrestre est incliné sous le même angle au plan de l'orbite terrestre (fig. 23);

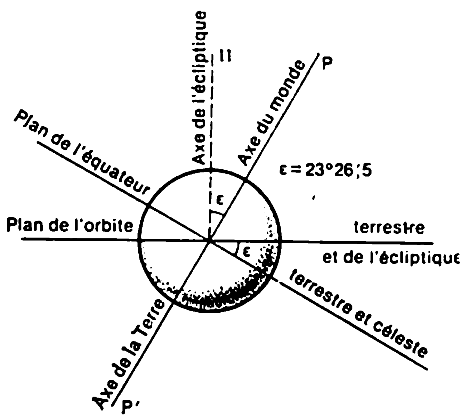


Fig. 23. Détermination de l'inclinaison de l'axe de rotation terrestre

l'axe de rotation de la Terre forme le même angle avec la perpendiculaire (l'axe de l'écliptique) au plan de l'orbite terrestre. Ainsi, les observations astronomiques ont permis d'établir l'inclinaison de l'axe terrestre au plan de l'orbite terrestre.

L'action gravitationnelle de la Lune et du Soleil sur la Terre (cf. § 74) fait que le plan de l'équateur terrestre et céleste, l'inclinaison étant presque invariable, tourne lentement d'Est en Ouest, et c'est pourquoi les équinoxes de printemps et d'automne, reposant sur la ligne des nœuds de l'équateur céleste, se déplacent chaque année sur l'écliptique de $p = 50'',27$ dans le même sens, c'est-à-dire à la rencontre du mouvement apparent annuel du Soleil. Ce décalage des équinoxes, découvert dès le II[e] siècle avant notre ère par Hypparque de Rhodos, astronome de la Grèce Ancienne, s'appelle *précession*. Celle-ci entraîne que le Soleil vient au point d'équinoxe avant que la Terrre boucle le tour successif autour du Soleil, et cette avance vaut

$$\tau = \frac{p}{n} = \frac{50'',27}{3550''}\ j = 0,0142^{j} = 20^{m}24^{s}.$$

le mouvement diurne moyen du Soleil étant $n = 0°,986 = 3550''$.

L'intervalle de temps entre deux passages successifs du Soleil par le point vernal s'appelle *année solaire* ou *tropique*, qui est plus

courte que l'année sidérale de $20^m 24^s$; par conséquent, la durée de l'année tropique, $T_{\gamma} = 365^j 2422 = 365^j\ 5^h\ 48^m\ 46^s$, alors qu'on admet qu'elle commence à l'instant où la longitude céleste du Soleil $\lambda = 280°$, ce qui a lieu le 1er janvier, ou la veille, c'est-à-dire le 31 décembre considéré comme le 0e janvier.

L'action gravitationnelle des planètes sur la Terre conduit à un balancement lent et négligeable du plan de l'orbite terrestre, dont il résulte que périodiquement, l'inclinaison de l'équateur sur l'écliptique change légèrement. A l'époque actuelle l'inclinaison diminue chaque année de $0'',47$. Ainsi, au début de 1980 elle était $\varepsilon = 23°26'30'',78 \approx 23°27'$, alors que vers le début de 1982 elle a diminué jusqu'à $\varepsilon = 23°26'29'',85 \approx 23°26'$.

Ainsi, l'étude du mouvement apparent annuel du Soleil a permis aux astronomes d'établir le mouvement réel de la Terre dans l'espace.

§ 23. Succession des saisons et zones climatiques

La succession des saisons sur la Terre résulte des trois phénomènes: révolution de la Terre autour du Soleil; inclinaison au plan de l'orbite et conservation de la direction de l'axe terrestre dans l'espace, ce qui détermine la variation périodique des conditions d'éclairement et d'échauffement par le Soleil des hémisphères terrestres. L'angle d'incidence des rayons solaires en un lieu de la surface terrestre est toujours égal à la distance zénithale z du Soleil, et de ce fait la quantité de chaleur transmise au lieu donné par le Soleil est

$$I = I_0 \cos z.$$

La période de la succession des saisons au cours de l'année est égale à l'année tropique, les saisons débutant aux instants de passage du Soleil par les points principaux de l'écliptique.

La figure 24 représente les positions de la Terre sur l'orbite aux divers jours de l'année. L'hémisphère du jour écliairé par le Soleil est séparé de l'hémisphère de la nuit obscur par la ligne de séparation appelée *terminateur* qui a la forme d'une circonférence. Lorsque le terminateur passe par les pôles géographiques (le 21 mars et le 23 septembre) le plan de l'équateur terrestre et céleste passe par le Soleil; c'est pourquoi de la Terre on voit le Soleil sur l'équateur céleste (fig. 25, position $\odot$ 1), il se lève au point Est (E), se couche au point Ouest (W) et la durée du jour doit être égale à celle de la nuit. En fait, à ces dates la durée du jour (depuis le lever jusqu'au coucher du Soleil) est de quelques minutes plus grande que celle de la nuit, du fait qu'en premier lieu le bord supérieur du Soleil se lève avant son centre (dont la déclinaison en ces jours est $\delta = 0°$) et se couche après lui, et puis, la réfraction atmosphérique produit son effet. Aux pôles géographiques où l'équateur céleste coïncide avec l'horizon

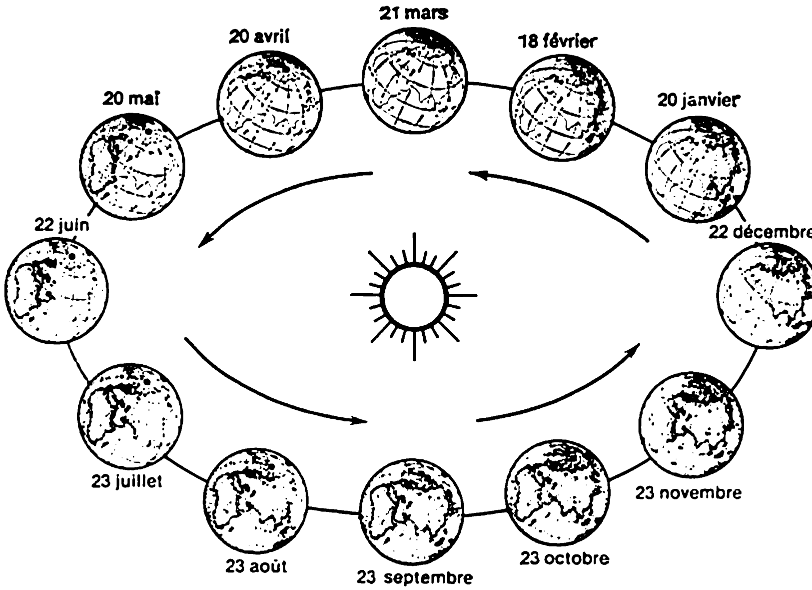


Fig. 24. Déplacement du terminateur terrestre au cours de l'année

astronomique, le Soleil pendant les jours des équinoxes ne se couche pas à l'horizon.

Dans la période entre les jours des équinoxes de printemps et d'automne, le pôle Nord de la Terre est tourné vers le Soleil, et le plan de l'équateur passe au Sud du Soleil qui de ce fait repose dans l'hémisphère Nord du ciel. La déclinaison du Soleil est positive, les points de son lever et de son coucher sont déplacés dans le sens du point Nord, sa course quotidienne au-dessus de l'horizon des lieux de l'hémisphère Nord dure plus de 12 heures, et il monte haut, ce qui fait qu'il chauffe bien cet hémisphère qui subit alors les saisons chaudes de l'année. Dans la zone du pôle Nord le Soleil ne se couche pas (jour polaire), dans la zone du pôle Sud, il ne se lève pas (nuit polaire), alors qu'au milieu de l'hémisphère Sud sa course quotidienne est basse et courte, dure moins de 12 heures, le lieu est mal chauffé et l'hémisphère subit les saisons froides de l'année. Le jour du solstice d'été le terminateur s'éloigne des pôles géographiques de 23°26′,5 et c'est ce qui fait que la déclinaison du Soleil devient maximale $\delta_{max} = +23°26',5$ (cf. fig. 26, position ⊙ 2), les points de son lever (*a*) et de son coucher (*b*) sont déplacés au maximum dans le sens du point Nord (N) et dans l'hémisphère Nord survient le jour le plus long (le plus court dans l'hémisphère Sud). Ensuite le terminateur s'approche des pôles géographiques et la déclinaison du

Soleil commence à décroître, la durée du jour dans l'hémisphère Nord diminue tout en augmentant dans l'hémisphère Sud.

Dans la période entre les équinoxes de printemps et d'automne le pôle Sud de la Terre est tourné vers le Soleil, le plan de l'équateur passe au Nord du Soleil qui se trouve donc dans l'hémisphère Sud du ciel. La déclinaison du Soleil est négative, les points de son lever (*f*) et de son coucher (*g*) sont déplacés vers le point Sud (S) et maintenant c'est déjà dans l'hémisphère Sud que la course quotidienne du Soleil dure longtemps et que le Soleil monte haut dans le ciel, c'est alors que surviennent là les saisons chaudes de l'année tandis que l'hémisphère Nord subit la saison froide. Le jour de

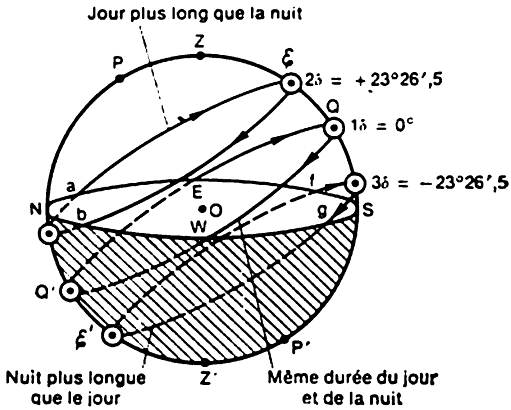


Fig. 25. Variation de la hauteur du Soleil à midi et durée du jour et de la nuit (trajectoire diurne du Soleil dans les diverses saisons de l'année)

solstice d'hiver (22 décembre) le terminateur s'éloigne de nouveau des pôles de la Terre de —23°26′,5 (cf. fig. 25, position ⊙ 3): dans l'hémisphère Sud la journée est la plus longue, dans l'hémisphère Nord elle est la plus courte. Ce sont les jours où la croissance ou la décroissance de la déclinaison du Soleil s'arrêtent.

A l'équateur terrestre le jour est toujours plus long à peu près de 7 minutes que la nuit.

Les frontières des zones climatiques sont établies d'après les indices astronomiques. Dans la zone torride dont les limites s'étendent de deux côtés de l'équateur, le Soleil à midi vrai passe au zénith des lieux, où le jour considéré la latitude géographique φ est égale à la déclinaison δ du Soleil ($\varphi = \delta$). La déclinaison du Soleil n'étant pas supérieure à $\varepsilon = 23°26',5$, les frontières de la zone torride dites *tropiques* se situent aux parallèles géographiques de même latitude $\varphi = \varepsilon = 23°26',5$. Au zénith du tropique du Cancer ($\varphi = +23°26',5$) le Soleil passe seulement le jour du solstice d'été et au zénith du tropique du Capricorne ($\varphi = —23°26',5$), seulement

le jour du solstice d'hiver. A l'équateur terrestre, à midi le Soleil passe par le zénith les jours des équinoxes ($\varphi = \delta = 0°$). Dans les limites de la zone torride avec $\delta < \varphi$ le Soleil culmine au Sud du zénith, et avec $\delta > \varphi$, au Nord du zénith.

Les zones froides de la Terre sont délimitées par les calottes polaires, dont la position est déterminée par les conditions du Soleil sans coucher ou sans lever, les valeurs de sa déclinaison $\delta = \varepsilon$ étant extrémales:

$$\varphi = \pm(90° - \varepsilon) = \pm(90° - 23°26',5) = \pm 66°33', 5.$$

Dans les limites des calottes polaires, le Soleil au printemps et en été est sans coucher [avec $\delta \geqslant (90° - \varphi)$], et en automne et en hiver, il est sans lever avec [$\delta < -(90° - \varphi)$]. Au cercle polaire arctique ($\varphi = + 66°33', 5$) le Soleil ne devrait se coucher que le jour du solstice d'été, et au cercle antarctique ($\varphi = -66°33',5$), que le jour du solstice d'hiver, mais la réfraction atmosphérique fait qu'aux cercles polaires le Soleil ne se couche pas avec $\delta \geqslant 22°,6$, c'est-à-dire tout au cours d'un mois (15 jour avant et après le solstice). Le jour de solstice il ne se couche pas à la latitude géographique $\varphi \geqslant 65°,6$, et la nuit polaire se propage des pôles jusqu'à $\varphi = 67°,4$ sans se manifester aux calottes polaires elles-mêmes.

Les zones tempérées ne connaissent pas les nuits et les jours polaires et le Soleil ne passe jamais au zénith.

Aux parallèles géographiques différents le mouvement diurne du Soleil est analogue à celui des étoiles (cf. § 15).

CHAPITRE III

SYSTÈMES DE LA MESURE DU TEMPS

§ 24. Principes de la mesure du temps

L'écoulement du temps peut être mesuré par un phénomène qui se répète régulièrement dans la nature. Ce phénomène doit être uniforme pour que la durée des unités de temps établies d'après son observation ne varie pas, car autrement il serait impossible de les utiliser. Toute notre vie est liée aux phénomènes astronomiques périodiques de la Nature, à la succession des jours et des nuits, des saisons de l'année, c'est-à-dire à la rotation de la Terre et à sa révolution autour du Soleil. On a donc établi d'après les observations astronomiques deux unités principales de la mesure du temps, le *jour* et l'*année*.

Dans les limites du jour l'écoulement du temps est enregistré par des mécanismes artificiels, les horloges, dont les affichages et la marche sont contrôlés en principe par des phénomènes astronomi-

ques. On a élaboré plusieurs systèmes de la mesure du temps, chacun d'eux est appliqué dans son domaine. Il convient de retenir qu'en astronomie pour abréger l'expression « système de mesure du temps » on dit souvent « temps » tout court. Mais il ne faut jamais perdre de vue que dans la Nature le temps est unique et objectif, et ses différents noms ne désignent que les unités de mesure dans des systèmes de référence différents.

§ 25. Temps sidéral

C'est le système le plus simple. Il est fondé sur la rotation de la Terre autour de son axe, qui peut être considérée comme uniforme, les écarts de cette rotation ne dépassant pas 0,005 seconde par jour.

Supposons qu'une nuit nous avons noté l'instant du passage supérieur d'une étoile et que la nuit suivante nous avons repris l'observation. Il est clair que l'intervalle de temps entre deux passages supérieurs successifs est égal à la période de la rotation de la Terre, appelée souvent *jour sidéral* (ce qui n'est correct qu'en première approximation). Pendant le temps que la Terre met pour tourner à 360°, l'angle horaire de toute étoile change également de 360°, et c'est pourquoi dans les limites d'un jour sidéral le temps sidéral peut être mesuré par l'angle horaire d'une étoile quelconque (cf. fig. 6). Pourtant, d'après l'usage, le temps sidéral est mesuré par l'angle horaire du point vernal, les coordonnées équatoriales de ce point (α et δ) étant toujours nulles; d'autre part, ce point est lié à la Terre, puisqu'il repose sur la ligne d'intersection de l'équateur terrestre (céleste) avec le plan de l'orbite terrestre (plan de l'écliptique) et sa position dans le ciel est déterminée par l'ascension droite du Soleil (cf. p. 44). Donc, en toute rigueur, on appelle jour sidéral l'intervalle de temps entre deux passages au méridien successifs du point vernal. La précession, c'est-à-dire le déplacement très lent du point vernal vers l'Ouest fait que le jour sidéral est plus court de 0,0084 s que la période de rotation de la Terre, mais en première approximation cette différence peut être négligée. Le jour sidéral compte 24 heures sidérales, chaque heure 60 minutes sidérales et chaque minute ; 60 secondes sidérales.

Ainsi, le temps sideral (S_{sid}) est mesuré par l'angle horaire du point vernal (t_{Υ}) exprimé en unités de temps, c'est-à-dire toujours

$$S_{\text{sid}} = t_{\Upsilon} \tag{3.1}$$

Pour le début du jour sidéral ($S_{\text{sid}} = 0^h0^m0^s$) on prend l'instant du passage supérieur du point vernal ($t_{\Upsilon} = 0^h0^m0^s$). En décrivant les coordonnées équatoriales et l'angle horaire (cf. § 12) nous avons montré qu'à tout instant de temps sidéral S_{sid} l'angle horaire de l'astre à ascension droite α

$$t = S_{\text{sid}} - \alpha. \tag{3.2}$$

A l'instant du passage supérieur de l'astre son angle horaire $t = 0$; donc, à cet instant le temps sidéral est

$$S_{\text{sid}} = \alpha. \quad (3.3)$$

Par conséquent, en chaque lieu de la surface terrestre à un instant arbitraire du jour on observe le passage supérieur de ceux des astres, dont l'ascension droite à cet instant est égale au temps sidéral, ou, autrement dit, à un instant quelconque le temps sidéral est toujours égal à l'ascension droite des astres qui culminent à cet instant. Ceci rend possible la détermination de l'ascension droite des étoiles, permet de connaître à l'avance la position des constellations par rapport au méridien céleste et de vérifier l'affichage des horloges réglées et marchant suivant le temps sidéral (*pendule sidéral*).

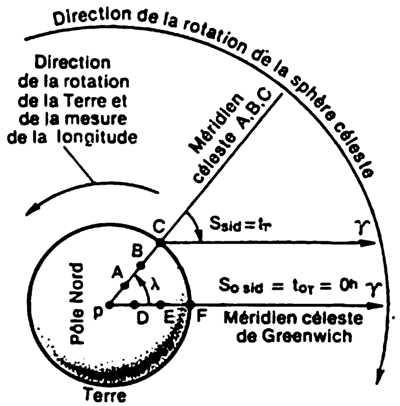


Fig. 26. Relation entre le temps sidéral et la longitude géographique

En chaque lieu de la surface terrestre les méridiens géographique et céleste reposent dans le même plan (cf. § 8). Les directions vers le point vernal à partir de divers points de la surface terrestre sont parallèles entre elles. Donc, à un même instant physique le temps sidéral au même méridien géographique est le même et il est différent pour les méridiens géographiques différents. Si aux points D, E, F (fig. 26) qui reposent sur le *méridien de Greenwich* * (sa longitude géographique $\lambda_0 = 0^\circ = 0^h$) le point vernal ($\gamma$) est au passage supérieur, le temps sidéral du méridien est

$$S_{\text{sid}0} = t_{0\gamma} = 0^h 0^m 0^s.$$

Pour le même instant au méridien des points A, B et C de longitude géographique λ comptée à l'Est de Greenwich (dans le sens de rotation de la Terre), le temps sidéral

$$S_{\text{sid}} = t_\gamma = t_{0\gamma} + \lambda,$$

ou

$$S_{\text{sid}} = S_{\text{sid}0} + \lambda, \quad (3.4)$$

c'est-à-dire en un lieu quelconque le temps sidéral se distingue du temps sidéral de Greenwich de la valeur de la longitude géographique de ce lieu.

* On a adopté pour l'origine de la longitude géographique le méridien qui passe par Greenwich et qui porte donc ce nom. Actuellement Greenwich se trouve dans la banlieue de Londres et fait partie de cette capitale.

En écrivant l'égalité (3.4) pour deux points de longitude géographique λ_2 et λ_1 et en retranchant l'une de l'autre, on obtient

$$S_{sid\,2} - S_{sid\,1} = \lambda_2 - \lambda_1, \tag{3.5}$$

c'est-à-dire le temps sidéral de deux points de la surface terrestre se distingue de la valeur égale à la différence de leurs longitudes géographiques.

Les formules (3.4) et (3.5) permettent de tirer les conclusions suivantes : il est commode d'exprimer la longitude géographique en unités de temps (comme l'ascension droite et l'angle horaire des astres) ; dans les régions orientales le temps sidéral est toujours en avance sur celui des régions occidentales, et si numériquement il vaut moins, cela signifie qu'en ces lieux a commencé le jour sidéral nouveau ; il est plus simple de compter la longitude géographique à partir de Greenwich dans le sens de l'Est, dans la direction de l'avance du temps sidéral.

Le temps sidéral est largement employé en astronomie et en géodésie (par exemple, pour la détermination de la longitude géographique, l'étude de la rotation de la Terre, etc.), mais dans la vie sociale et industrielle son utilisation est incommode du fait que la succession du jour et de la nuit dépend de la position du Soleil par rapport à l'horizon, alors que le Soleil se déplace en permanence suivant l'écliptique, ce qui fait qu'au cours de l'année le début du jour solaire ($S_{sid} = 0^h$) tombe successivement sur différents moments du jour et de la nuit. Ainsi, le jour de l'équinoxe de printemps $S_{sid} = 0^h$ près de midi, et le jour de l'équinoxe d'automne, près de minuit. Aussi, dans la vie courante le temps est-il compté d'après le Soleil.

§ 26. Temps solaire vrai

L'intervalle de temps entre deux passages supérieurs consécutifs du Soleil (plus exactement, du centre du disque solaire) s'appelle *jour solaire vrai*. Le temps solaire vrai ($T_\odot$) est mesuré par l'angle horaire du Soleil ($t_\odot$) augmenté de 12 heures

$$T_\odot = t_\odot + 12^h. \tag{3.6}$$

A l'instant du passage supérieur du Soleil, appelé *midi vrai* (milieu de la journée), l'angle horaire du Soleil $t_\odot = 0^h$ et le temps solaire vrai $T_\odot = 12^h$. A l'instant du passage inférieur du Soleil appelé *minuit vrai* (milieu de la nuit), $t_\odot = 12^h$ et le temps solaire vrai $T_\odot = 24^h = 0^h$, c'est-à-dire le jour solaire courant prend fin pour que commence le jour solaire nouveau.

Le jour solaire vrai est plus long de 4 minutes que le jour sidéral.

Admettons qu'à l'instant de l'équinoxe de printemps, la Terre se trouve en position *1* (fig. 27) et à cet instant au point *O* de sa surface soit enregistré le midi vrai, c'est-à-dire le Soleil (S) avec le point vernal (♈) se trouve au méridien (la position apparente du Soleil est marquée par le signe ⊙1). Dans un jour sidéral la Terre tourne (suivant la flèche *D*) de 360° et se déplace sur son orbite (suivant la flèche *A*) d'un angle $\omega \approx 1°$ en position *2*. Alors le point vernal se retrouve au méridien, et le Soleil ne l'atteint pas encore du fait que pendant le jour solaire il s'est déplacé suivant l'écliptique dans le sens de l'Est (suivant la flèche *B*), de même angle $\omega \approx 1°$ en position *2*. Pour que le nouveau midi ait lieu au point *O* la Terre doit tourner encore d'un angle $\omega \approx 1°$ (le point *O* prend alors la position *O'*), ce qui demande près de 4^m (rappelons que $1° = 4^m$). Ainsi, la durée du jour solaire vrai correspond à peu près à la rotation de la Terre de 361°.

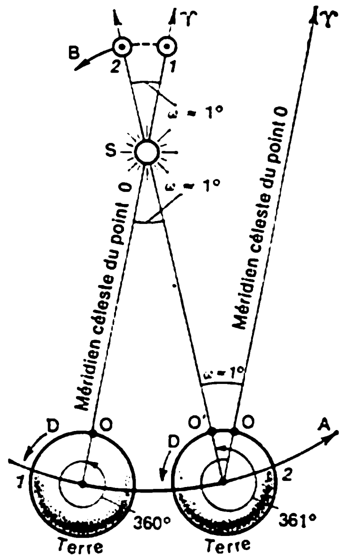


Fig. 27. Durée du jour sidéral et du jour solaire vrai

Les angles horaires sont comptés suivant l'équateur céleste, le jour solaire vrai est plus long que le jour sidéral de la même valeur $\Delta\alpha$, dont augmente chaque jour l'ascension droite du Soleil. A des jours différents de l'année $\Delta\alpha$ est différente pour deux raisons: d'abord, le déplacement du Soleil suivant l'écliptique est irrégulier, et puis, l'écliptique est incliné à l'équateur terrestre sous un angle $\varepsilon = 23°26',5$. La deuxième raison est plus importante du fait que même pour les accroissements de longitude céleste $\Delta\lambda$ du Soleil égaux, les accroissements correspondants de l'ascension droite $\Delta\alpha$ sont différents; près des équinoxes $\Delta\alpha < \Delta\lambda$ (fig. 28), $\Delta\alpha$ vaut $3^m,6$ et la durée du jour solaire vrai est minimale; près des solstices $\Delta\alpha > \Delta\lambda$ (les distances entre les cercles de déclinaison augmentent à mesure de leur approche de l'équateur céleste) et la durée du jour solaire vrai augmente. Pour ces deux raisons au cours de l'année la durée du jour solaire vrai varie dans les limites d'environ 1^m. Le jour solaire vrai le plus long, plus long que le jour sidéral de $4^m,5$, s'observe en décembre, près du jour de solstice d'hiver, lorsque le Soleil se déplace sur l'écliptique plus vite qu'au mois de juin (cf. § 22).

Cette inconstance du jour solaire vrai fait qu'on ne peut pas l'appliquer dans la vie de tous les jours, mais en astronomie on l'utilise pour le calcul des levers et des couchers du Soleil et, dans des

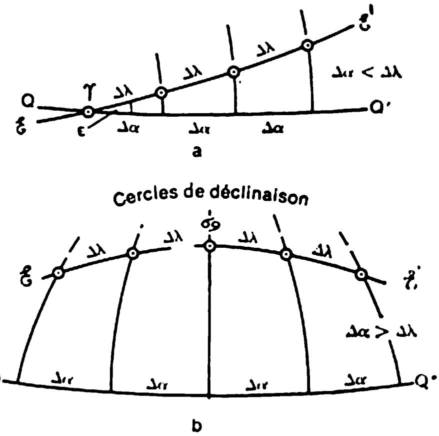


Fig. 28. Accroissement $\Delta\lambda$ et $\Delta\alpha$ à l'approche des équinoxes (*a*) et des solstices (*b*). QQ', arc de l'équateur céleste; $\varepsilon\varepsilon'$, arc de l'écliptique

cas exceptionnels, lorsqu'ils n'y a pas d'autres moyens, pour la vérification des horloges. Le jour solaire vrai sert de base pour établir le système de mesure du temps dans lequel la durée du jour est invariable.

§ 27. Temps solaire moyen

Au cours de l'année tropique (T_{Υ} = 365^j, 2422) l'ascension droite du Soleil varie de 24^h, son accroissement diurne moyen est donc $\Delta\alpha = 24 \cdot 60^m : 365^j{,}2422 = 3^m{,}9426 = 3^m56^s{,}56$, c'est-à-dire le jour solaire vrai est plus long de 3^m56^s (plus exactement, de $3^m56^s{,}56$) que le jour sidéral.

Aussi, la durée moyenne du jour solaire vrai retenue comme unité de temps porte-t-elle le nom de *jour solaire moyen* ou *jour moyen* tout court. La durée de ce dernier est pratiquement invariable et il est plus long que le jour sidéral de 3^m56^s. Le jour moyen compte 24 heures moyennes, 1 heure est égale à 60 minutes moyennes et 1 minute, à 60 secondes moyennes. Ces unités de temps à durée constante s'emploient dans la vie courante en omettant l'adjectif « moyen ». Le jour moyen compte 1440^m ou 86 400^s.

Il est utile de retenir que dans les unités de temps moyennes la période de la rotation diurne de la Terre est égale non pas à 24^h, mais à $24^h - 3^m56^s = 23^h56^m04^s$ et, par suite, une année civile d'une durée de 365 jours moyens compte 366 jours sidéraux (la Terre tourne 366 fois autour de son axe).

Pour établir le système de la mesure du temps moyen on introduit la notion du *soleil équatorial moyen*, point mathématique qui se déplace uniformément sur l'équateur céleste (dans la même direction que le Soleil sur l'écliptique) en bouclant un tour complet en une année tropique. Par conséquent, le soleil équatorial moyen appelé dans ce qui suit soleil moyen tout court, se déplace chaque jour vers l'Est de $3^m\,56^s$. Si à un certain moment le soleil moyen se trouve au point vernal, son ascension droite $\alpha_m = 0^h$, puis chaque jour moyen suivant elle augmente de 3^m56^s. L'ascension droite α_m du soleil moyen peut être calculée au préalable pour n'importe quel instant.

Le soleil moyen se trouve toujours près du Soleil qui en se déplaçant irrégulièrement tantôt dépasse quelque peu le soleil moyen, tantôt retarde légèrement sur lui.

Le *temps moyen* (T_λ) est mesuré par l'angle horaire du soleil moyen (t_m) augmenté de 12^h, c'est-à-dire

$$T_\lambda = t_m + 12^h. \tag{3.7}$$

L'instant du passage supérieur du soleil moyen s'appelle *midi moyen*; à cet instant $t_m = 0^h$, alors que le temps moyen

$$T_\lambda = 12^h0^m0^s.$$

L'instant du passage inférieur du soleil moyen s'appelle *minuit moyen*, lorsque $t_m = 12^h$ et le temps moyen $T_\lambda = 24^h = 0^h$. Cet instant est pris pour le début d'une nouvelle journée. Le jour moyen peut être défini comme l'intervalle de temps moyen entre deux passages consécutifs de même nom du soleil moyen.

La relation entre les deux systèmes de temps solaire est établie par l'*équation du temps* (η) qui est la différence entre le temps moyen et le temps solaire vrai *

$$\eta = T_\lambda - T_\odot. \tag{3.8}$$

Autrement dit, l'équation du temps est la correction qu'il faut apporter au temps solaire vrai pour obtenir le temps moyen.

Les formules (3.6)-(3.8) montrent qu'à tout instant l'équation du temps

$$\eta = T_\lambda - T_\odot = t_m - t_\odot, \tag{3.9}$$

et d'après la formule (3.2)

$$t_m = S_{\text{sid}} - \alpha_m \text{ et } t_\odot = S_{\text{sid}} - \alpha_\odot,$$

donc

$$\eta = \alpha_\odot - \alpha_m, \tag{3.10}$$

c'est-à-dire l'équation du temps est égale à la différence entre l'ascension droite du Soleil et l'ascension droite du soleil moyen.

* Dans la littérature astronomique il est également admis de considérer l'équation du temps comme la différence $T_\odot - T_\lambda$.

Les valeurs de l'équation du temps pour chaque jour de l'année sont calculées à l'avance et publiées chaque année dans les annuaires astronomiques. En mesurant directement l'angle horaire du Soleil $t_{\odot}$ et en empruntant l'équation du temps η à un annuaire astronomique, on trouve aisément le temps moyen

$$T_{\lambda} = T_{\odot} + \eta = t_{\odot} + 12^{h} + \eta.$$

A midi vrai $t_{\odot} = 0^{h}$ et le temps moyen

$$T_{\lambda} = 12^{h} + \eta. \tag{3.11}$$

Les formules (3.9)-(3.11) montrent sans peine qu'aux jours où le Soleil devance le soleil moyen $\alpha_{\odot} > \alpha_{m}$, l'équation du temps $\eta > 0$, $T_{\lambda} > T_{\odot}$ et le midi moyen survient avant le midi vrai. Mais lorsque le Soleil est en retard sur le soleil moyen, $\alpha_{\odot} < \alpha_{m}$; $\eta < 0$; $T_{\lambda} < T_{\odot}$ et le midi moyen survient plus tard que le midi vrai. La différence est la plus grande le 12 février ($\eta = +14^{m}17^{s}$) et le 3-4 novembre ($\eta = -16^{m}24^{s}$). Quatre fois par an, le 15-16 avril, le 13-14 juin, le 1er septembre et le 25 décembre l'équation du temps $\eta = 0$.

Au méridien de Greenwich le temps moyen s'appelle *temps civil de Greenwich* ou *temps universel* et se note T_0^*. En remplaçant sur la figure 26 le point vernal (♈) par le soleil moyen, on trouve qu'en tout point de la surface terrestre de longitude géographique λ le temps moyen

$$T_{\lambda} = T_0 + \lambda, \tag{3.12}$$

et la différence de temps moyen T_{λ_2} et T_{λ_1} de deux points de longitude géographique λ_2 et λ_1 est égale à la différence de leur longitude géographique

$$T_{\lambda_2} - T_{\lambda_1} = \lambda_2 - \lambda_1. \tag{3.13}$$

Les formules (3.12) et (3.13) s'emploient pour la détermination pratique de la longitude géographique.

Presque jusqu'à la fin du XIXe siècle chaque lieu utilisait son temps moyen local. Dans les localités éloignées entre elles l'utilisation du temps local est admissible, mais pour les points proches l'un de l'autre elle est très incommode du fait que ce temps se distingue même dans les limites d'une seule subdivision administrative. Ainsi, pour les frontières Est et Ouest de la région de Moscou cette différence est de 20^{m}.

§ 28. Temps de fuseau

Pour la vie pratique le système de la mesure du temps doit conserver les avantages des lieux éloignés entre eux tout en éliminant les inconvénients que présentent les points voisins. Aussi, en 1879

* Ce temps est souvent noté UT.

a-t-on proposé le système de temps moyen qui a reçu le nom de système de *fuseaux horaires.*

Dans ce système la surface du globe est divisée en 24 *fuseaux horaires*, dont les frontières s'étendent du pôle Nord au pôle Sud de la Terre. La largeur de chaque fuseau est en moyenne proche de 15° en longitude (fig. 29). Les méridiens centraux des fuseaux horaires (visualisés sur la figure 29 par le pointillé) sont menés rigoureusement suivant les méridiens géographiques reposant exactement à 15° ou à 1 heure l'un de l'autre ; pour le *méridien origine* on a retenu le méridien de Greenwich ($\lambda_0 = 0° = 0^h$). Les frontières des fuseaux passent par les méridiens géographiques seulement dans des contrées non habitées, alors que dans celles qui sont habitées elles suivent les frontières d'Etats et administratives, de façon que chaque grande division administrative soit entièrement comprise dans le même fuseau horaire.

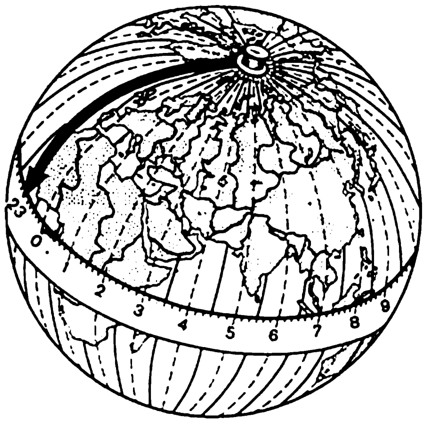


Fig. 29. Fuseaux horaires

La numérotation des fuseaux horaires va de 0 à 23 d'Est en Ouest, le fuseau horaire de Greenwich ou de l'Europe Occidentale étant considéré comme fuseau zéro ($n = 0$), son voisin, le fuseau horaire moyen en Europe Centrale, comme le premier ($n = 1$), puis à l'Est repose le deuxième fuseau ou celui de l'Europe Orientale ($n = 2$), etc. Le dernier 23e fuseau horaire se trouve à l'Ouest du fuseau zéro *. Les unités de la mesure du temps restent les mêmes : jour moyen, heure, minute et seconde moyennes.

Les méridiens centraux des fuseaux horaires reposant en longitude l'un par rapport à l'autre exactement à 1^h (15°), la longitude géographique (λ) du méridien central de chaque fuseau est égale au numéro (n) de ce fuseau, c'est-à-dire au nombre entier d'heures.

On a convenu que sur tout le territoire du fuseau horaire l'heure de fuseau soit la même. C'est l'heure moyenne locale du méridien central du fuseau. Dans les limites de chaque fuseau, l'heure de fuseau

$$T_n = T_0 + n. \qquad (3.14)$$

La différence de temps de deux points situés dans des fuseaux horaires différents est déterminée par la différence des numéros

* Dans certains pays les fuseaux horaires sont numérotés dans le sens d'Est en Ouest, et dans certains autres, dans le sens d'Ouest en Est, ce qui entraîne des confusions dans les calculs.

n_2 et n_1 des fuseaux:

$$T_{n_2} - T_{n_1} = n_2 - n_1, \tag{3.15}$$

cette différence étant toujours égale au nombre entier d'heures.

En comparant les formules (3.12) et (3.14) on voit que l'heure du fuseau T_n et l'heure locale T_λ de tout point de longitude géographique λ se trouvant dans le fuseau horaire n sont liées par la relation

$$T_n - T_\lambda = n - \lambda.$$

En principe la différence entre l'heure du fuseau et l'heure locale ne doit pas dépasser 30^m, mais la sinuosité des frontières des fuseaux fait qu'elle peut atteindre même toute une heure.

Le système de fuseaux horaires comporte un *midi du fuseau* ($T_n = 12^h$) et un *minuit du fuseau* ($T_n = 0^h$), instant où commence une nouvelle date civile. Dans les limites d'un fuseau horaire le midi du fuseau (et le minuit du fuseau) tombe simultanément. Au méridien central du fuseau horaire le midi du fuseau coïncide avec midi moyen ($T_n = T_\lambda = 12^h$), et le minuit du fuseau, avec minuit moyen ($T_n = T_\lambda = 0^h$). Cette coïncidence n'existe pas sur l'autre territoire du fuseau horaire: dans les régions orientales les instants de fuseau retardent sur leurs valeurs moyennes, et dans les régions occidentales, ils avancent sur ces valeurs.

Le système de fuseaux horaires a été adopté par la Conférence Internationale en 1884 et vers 1888 il a été introduit dans les pays occidentaux de l'Europe. En Russie l'heure du fuseau n'a été introduite que sous le pouvoir soviétique à partir du 1er juillet 1919. Le territoire de l'Union Soviétique est couvert par 11 fuseaux horaires de $n = 2$ à $n = 12$ y compris.

§ 29. Heure légale

Pour l'économie de l'énergie électrique absorbée par l'éclairage des locaux et sa distribution plus rationnelle entre les entreprises industrielles et communales le 16 juin 1930 le Gouvernement Soviétique a publié le décret d'après lequel sur tout le territoire de l'U.R.S.S. à partir du 16 juillet 1930 le temps est mis une heure à l'avance. Cette mesure du temps a reçu le nom d'heure légale. Dans chaque fuseau horaire n l'heure légale

$$T_l = T_n + 1^h = T_0 + n + 1^h, \tag{3.16}$$

et la différence de l'heure légale T_{l_2} et T_{l_1} de deux fuseaux horaires n_2 et n_1 est déterminée par la relation

$$T_{l_2} - T_{l_1} = n_2 - n_1. \tag{3.17}$$

En un lieu quelconque de longitude géographique λ l'heure légale T_l est liée à l'heure locale T_λ par la relation

$$T_l - T_\lambda = (n - \lambda) + 1^h.$$

Le système d'heure légale comporte le *midi légal* ($T_l = 12^h$) et le *minuit légal* ($T_l = 0^h$) qui marque l'origine d'une nouvelle date civile. Le midi légal et le minuit légal surviennent 1 heure avant le temps du fuseau et toujours avant le temps moyen.

L'heure légale de 2e fuseau horaire (ou ce qui revient au même, l'heure du 3e fuseau horaire) s'appelle *heure de Moscou* T_M qui diffère de l'heure de Greenwich (universel) exactement de 3^h:

$$T_M = T_0 + 3^h. \qquad (3.18)$$

§ 30. Temps atomique

L'essor rapide de la science et de la technique enregistré depuis le milieu du XXe siècle a permis d'élaborer des méthodes de détermination du temps nouvelles en principe. A cet effet on a conçu des appareils spéciaux, siège des processus oscillatoires de stabilité élevée. Dans tous ces appareils appelés souvent *standards de fréquence*, le temps est déterminé par le calcul du nombre d'oscillations dans le système. Ainsi, dans une *horloge à quartz* une plaque de quartz oscille à une fréquence élevée, ce qui détermine le temps à 10^{-6}s près. Dans une *horloge atomique* on utilise la fréquence strictement déterminée des oscillations électromagnétiques que les atomes émettent lors des transitions quantiques d'un niveau énergétique à l'autre; le temps est établi ici avec une précision poussée à 10^{-11} ou 10^{-12} seconde.

L'utilisation en astronomie des appareils de mesure du temps nouveaux en principe et, de plus, très stables, a permis de découvrir de faibles perturbations dans la rotation de la Terre. D'abord, c'est l'action gravitationnelle de la Lune et du Soleil qui fait que la période de rotation de la Terre augmente lentement de $0^s{,}0014$ par 100 ans. Puis la redistribution saisonnière des masses d'air et d'eau sur la Terre peuvent changer la durée du jour de $\pm 0^s{,}001$; enfin, il arrive que la durée du jour change de $\pm 0^s{,}004$ par suite des perturbations irrégulières et subites de la rotation de la Terre, dont les raisons ne sont pas encore élucidées. Et bien que les écarts dans la rotation de la Terre soient négligeables, la durée du jour solaire moyen n'est pas rigoureusement constante, et cette unité de temps avec ses divisions ne peut déjà plus servir d'étalon dans les recherches scientifiques, où il faut connaître le temps au moins à 10^{-6}s près.

On a donc élaboré un système de la mesure du temps fondé sur un étalon de fréquence superstable, où l'on utilise les oscillations électromagnétiques des atomes d'un isotope de césium 133 (^{133}Cs).

Le temps mesuré dans ce système a reçu le nom de *temps atomique*. Son unité de temps est la *seconde atomique* qui dure 9 192 631 770 oscillations, ce qui correspond à la fréquence de résonance de la transition quantique de la structure extrafine de l'état fondamental d'un atome de césium ^{133}Cs *. Le Système International des unités de mesure a adopté la seconde atomique comme étalons de temps. En Union Soviétique l'étalon de césium principal du temps atomique est conservé au Centre métrologique général du Service d'Etat de l'heure et de la fréquence.

Le temps atomique ne dépend pas de la rotation de la Terre. il est contrôlé par le Bureau International de l'heure par rapport aux affichages des étalons atomiques des administrations chargées du service de l'heure. Pourtant, la durée de l'année tropique et de l'année civile utilisée dans la vie pratique est déterminée à partir des observations astronomiques. Les irrégularités apériodiques peu grandes dans la rotation de la Terre conduisent à des divergences négligeables entre le temps moyen astronomique et le temps atomique. C'est pourquoi régulièrement le 31 décembre (et parfois le 30 juin), tout à fait à la fin de la journée on apporte à la mesure du temps une correction qui ajoute ou qui extrait une seconde à la durée de l'année.

§ 31. Transformations des systèmes de mesure du temps

Tous les phénomènes astronomiques sont enregistrés soit d'après le temps universel, soit d'après l'heure du fuseau, soit encore d'aprsè l'heure légale. Or, l'aspect du ciel stellaire dépend de l'heure sidérale (cf. § 25). Il faut donc exprimer les instants de temps des phénomènes astronomiques dans des systèmes de mesure différents et à cet effet il faut établir la relation entre les unités de temps sidéral et les unités de temps moyen.

Le jour sidéral à $0^s{,}001$ près est plus court de $3^m\,56^s{,}555$ que le jour moyen. Par conséquent dans l'intervalle de temps égal à un jour moyen il y a 24^h de temps moyen et $24^h3^m56^s{,}555$ ou $24^h{,}065710$ de temps sidéral, d'où les intervalles de temps moyen:

$1^h = 1^h{,}002738$ de temps sidéral $= 1^h0^m\,09^s{,}856$ de temps sidéral;

$1^m = 1^m{,}002738$ de temps sidéral $= 1^m0^s{,}164$ de temps sidéral;

$1^s = 1^s{,}003$ de temps sidéral;

et les intervalles de temps sidéral:

$24^h = 0^j{,}997270$ de temps moyen $= 23^h56^m\,04^s{,}128$ de temps moyen;

$1^h = 0^h{,}997270$ de temps moyen $= 0^h59^m50^s{,}172$ de temps moyen;

---

* Cette décision a été adoptée en 1967 par la XIIIe Conférence générale des poids et mesures.

$1^m = 0^m,997270$ de temps moyen $= 0^m,59^s,836$ de temps moyen;
$1^s = 0^s,997$ de temps moyen.

Ces relations servent de base pour le calcul des tables de conversion du temps moyen en intervalles de temps sidéral et inversement; ces tables sont publiées dans les annuaires et les ouvrages de référence astronomiques.

Pour trouver le temps sidéral à un instant quelconque du temps moyen d'une certaine date il faut connaître la valeur du temps sidéral à minuit de cette date. Ces renseignements sont publiés dans les annuaires astronomiques pour minuit de Greenwich, c'est-à-dire pour l'instant $T_0 = 0^h$ du temps universel.

Supposons qu'il faille pour une certaine date trouver le temps sidéral S_{sid} à l'instant T d'après le temps adopté au point de longitude géographique λ. D'abord, en utilisant l'une des formules (3.14), (3.16) ou (3.18) * il faut trouver le temps universel T_0 qui constitue en même temps l'intervalle ΔT s'étant écoulé depuis le minuit de Greenwich. Cet intervalle ΔT de temps moyen est converti d'après les tables en intervalle ΔS_{sid} de temps sidéral. En trouvant dans l'annuaire astronomique la valeur du temps sidéral s_0 à minuitr d Greenwich de la date considérée et pour l'instant T_0 le temps sidéale à Greenwich $S_{sid\ 0} = s_{sid\ 0} + S$, on calcule d'après la formule (3.4) le temps sidéral cherché $S_{sid} = S_{sid\ 0} + \lambda$.

S'il faut trouver le temps T d'après le temps sidéral donné S_{sid}, le problème se résout dans le sens inverse: $S_{sid\ 0} = S_{sid} - \lambda$; $\Delta_{sid} = S_{sid\ 0} - s_{sid\ 0}$; ΔS_{sid} est converti d'après les tables en $\Delta T = T_0$, puis on calcule T.

Pour la résolution approchée (à 5^m près) des problèmes de ce genre on peut admettre qu'à minuit moyen du 22 septembre $s_{sid} = 0^h$; le 22 décembre, $s_{sid} = 6^h$; le 23 mars, $s_{sid} = 12^h$, et le 22 juin, $s_{sid} = 18^h$, et chaque jour moyen le temps sidéral avance environ de 4^m. Alors, à n'importe quel instant de temps local T_λ el temps sidéral

$$S_{sid} = s_{sid} + T_\lambda.$$

§ 32. Service de l'heure

La tâche de ce service est de déterminer et de conserver le temps exact et de transmettre par radio ses signaux. En Union Soviétique cette charge est assumée par la Commission d'Etat de l'heure et des fréquences étalons de l'U.R.S.S. Chaque observatoire astronomique possède également son service de l'heure qui veille à la marche correcte et aux affichages des horloges de l'observatoire.

Dans les observatoires astronomiques on utilise des horloges de constructions différentes: *stationnaires* (à balancier ou pendules, à

* Au printemps et en été il faut tenir compte du décalage de $\pm 1^h$.

quartz, moléculaires, atomiques) et *portatives* (chronomètres). Les horloges stationnaires sont alimentées en énergie électrique, et les chronomètres sont munis d'un ressort en spirale et d'un balancier. Pour préserver des chocs éventuels lors du transport, chaque chronomètre est placé dans un boîtier en bois dans lequel il est supporté par une suspension à cardan. Les chronomètres sont toujours utilisés dans les expéditions astronomiques et souvent au sein des observa oires eux-mêmes.

Les horloges et les chronomètres sont munis de bornes électriques auxquelles on couple les chronographes, appareils qui enregistrent les instants du temps. Les constructions des chronographes sont très variées, il existe même des appareils à imprimante (horodateurs) qui enregistrent sur une bande le temps exprimé directement en chiffres.

Chaque observatoire astronomique possède plusieurs horloges et chronomètres. L'un d'eux est établi d'après le temps sidéral (horloge ou chronomètre sidéral), alors que d'autres, d'après le temps solaire moyen (heure légale ou du fuseau) (horloges et chronomètres de temps moyen). A cet effet les horloges et les chronomètres sont réglés rigoureusement. Pourtant leur réglage parfait est impossible (sauf dans le cas des horloges atomiques) et le calcul du temps dans tout système de sa détermination consiste à établir la *correction*, c'est-à-dire la différence entre le temps exact et l'affichage de l'horloge à cet instant.

Désignons par T l'instant en un système de mesure quelconque et par T', l'affichage de l'horloge à cet instant. Alors, la correction

$$u = T - T'. \tag{3.19}$$

Puisque $T = T' + u$, on appelle *correction* la grandeur qu'il faut ajouter à l'affichage de l'horloge pour obtenir le temps exact. Pour $u > 0$, l'horloge retarde, et pour $u < 0$, elle est en avance. Même pour les meilleurs appareils la correction varie progressivement, ce qui impose son calcul au moins deux fois par jour. La variation de la correction pendant un intervalle de temps défini s'appelle *marche de l'horloge*

$$\omega = \frac{u_2 - u_1}{T_2' - T_1'},$$

où T_1' est l'affichage de l'horloge et u_1 sa correction à l'instant antérieur T_1; T_2' et u_2, les mêmes grandeurs à l'instant ultérieur.

Si l'intervalle $(T_2' - T_1')$ est exprimé en jours, la marche de l'horloge est dite *diurne* ω_d; si elle est exprimée en heures, elle est dite *horaire* ω_h. Il est clair que $\omega_h = \omega_d : 24$. Pour $\omega > 0$ l'horloge retarde et sa correction augmente et pour $\omega < 0$, elle avance et sa correction diminue. Pour les travaux astronomiques conviennent seulement les horloges et les chronomètres à marche diurne constante ou presque invariable, ne dépassant pas $\omega_d = 2^s$ ($\omega_h = 0^s{,}083$),

ce qui permet de calculer sa correction u et l'instant de temps exact T, quel que soit l'affichage de l'horloge T' compris dans l'intervalle $(T'_2 - T'_1)$ du fait que

$$u = u_1 + \omega_h \ (T' - T'_1), \qquad (3.20)$$

où l'intervalle $(T' - T'_1)$ est exprimé en heures.

La correction u_s d'une horloge sidérale est la plus simple à déterminer d'après son affichage S'_{sid} à l'instant du passage supérieur des étoiles à ascension droite α connue, à cet instant le temps sidéral étant $S_{sid} = \alpha$; donc

$$u_s = S_{sid} - S'_{sid} = \alpha - S'_{sid}. \qquad (3.21)$$

A cet effet on a retenu près de 40 étoiles brillantes reposant le long de toute la ceinture équatoriale du ciel et appelées étoiles horaires; on y rapporte les étoiles α Taureau (Aldébaran); α Petit Chien (Procyon); α Lion (Regulus); α Vierge (Spica); α Aigle (Altaïr); α Bouvier (Arcturus) et certaines autres, dont l'ascension droite est déterminée systématiquement suivant la méthode indépendante (absolue) (cf. § 33).

Dans les observatoires astronomiques l'enregistrement de l'affichage de l'horloge à l'instant du passage supérieur est réalisé soit en poussant la touche qui donne le signal électrique au chronographe (enregistrement semi-automatique), soit par un dispositif à cellule photoélectrique établie sur l'instrument d'optique (employé pour l'observation) et déclenchée sous l'action de la lumière de l'étoile (enregistrement automatique). Dans les conditions d'une expédition, où les observations sont réalisées au théodolite, l'instant du passage supérieur est enregistré avec un chronomètre sidéral.

La correction u_{s0} de cette même horloge sidérale par rapport au temps sidéral de Greenwich $S_{sid\ 0}$ peut s'obtenir de différentes façons. La longitude géographique λ de l'observatoire astronomique est bien connue; aussi, d'après les formules (3.21) et (3.4)

$$u_{s0} = S_{sid\ 0} - S'_{sid} \qquad (3.22)$$

et

$$u_s = S_{sid} - S'_{sid} = S_{sid\ 0} + \lambda - S'_{sid},$$

d'où

$$u_{s0} = u_s - \lambda. \qquad (3.23)$$

Dans les conditions d'une expédition, lorsque la longitude géographique λ du lieu est inconnue et c'est elle précisément qu'il faut définir, on note l'affichage S'_{sid} du chronomètre sidéral à l'instant de la réception du signal radio du temps universel T_0 émis par Greenwich ou du temps de l'heure de Moscou $T_M = T_0 + 3^h$ (au printemps et en été $T_M = T_0 + 4^h$), puis on calcule pour cet instant le temps sidéral de Greenwich S_{sid0} (cf. § 31) et d'après la formule (3.22) on trouve la correction u_{s0}.

La correction d'une horloge de temps moyen se trouve d'après son affichage T' à l'instant de la réception du signal radio du temps de Moscou T_M. La correction de l'horloge par rapport au temps de Moscou $u_M = T_M - T'$, et la correction par rapport au temps universel, $u_0 = T_M - 3^h - T'$ (au printemps et en été $u_0 = T_M - 4^h - T'$).

§ 33. Détermination de l'ascension droite des astres et de la longitude géographique du lieu

L'horloge astronomique sert d'instrument précis pour la détermination de l'ascension droite des astres et de la longitude géographique des points de la surface terrestre.

Pour établir l'ascension droite il existe les *méthodes absolue* et *relative* (*différentielle*). La méthode absolue permet de déterminer l'ascension droite des seules étoiles relativement brillantes (y compris des étoiles horaires), visibles dans les instruments optiques pendant la journée. Ce genre de détermination est réalisé par les observatoires astronomiques à l'aide du cercle méridien d'après l'horloge sidérale rigoureusement réglée. D'après les affichages $S'_{sid\,1}$ et $S'_{sid\,2}$ de cette horloge, aux instants du passage supérieur de la même étoile pendant deux nuits consécutives on trouve la marche diurne de l'horloge $\omega_d = S'_{sid\,2} - S'_{sid\,1}$ et la marche horaire ω_h. A l'instant du passage supérieur du Soleil on note l'affichage de l'horloge $S'_{sid\odot}$ et on mesure sa distance zénithale d'après laquelle on calcule l'ascension droite $\alpha_\odot$ du Soleil (cf. § 19), qui sert pour calculer la correction de l'horloge

$$u_s = \alpha_\odot - S_{sid\odot}.$$

Ensuite on note l'affichage de l'horloge S'_{sid} à l'instant du passage supérieur de l'étoile à ascension droite $\alpha_\odot$ et puisque d'après la formule (3.20) en cet instant la correction de l'horloge est devenue égale à $u_s + \omega_h(S'_{sid} - S'_{sid\odot})$, le temps sidéral

$$S_{sid} = \alpha = S'_{sid} + u_s + \omega_h\,(S'_{sid} - S'_{sid\odot}\,),$$

d'où

$$\alpha = \alpha_\odot + (S'_{sid} - S'_{sid\odot}) + \omega_h(S'_{sid} - S'_{sid\,\odot}).$$

La méthode relative est fondée sur le même principe, mais au lieu de l'ascension droite du Soleil on recourt à l'ascension droite des étoiles horaires déjà connues. Cette méthode est utilisée également dans les observations photographiques. En mesurant sur le négatif les distances entre les images de l'astre et des étoiles à ascension droite connue α_i on trouve les différences $\Delta\alpha_i$ de leurs ascensions droites, et alors, l'ascension droite de l'astre

$$\alpha = \alpha_i + \Delta\alpha_i.$$

La longitude géographique λ du lieu est déterminée de la façon la plus simple d'après l'horloge sidérale ; à cet effet il suffit de trouver sa correction u_s par rapport au temps sidéral local S_{sid} et $u_{s\,0}$ par rapport au temps sidéral de Greenwich $S_{sid\,0}$. Alors, d'après les formules (3.4) et (3.23) la longitude géographique

$$\lambda = S_{sid} - S_{sid\,0} = u_s - u_{s0}.$$

§ 34. Calcul des instants et des azimuts du lever et du coucher des astres

Ces problèmes se résolvent d'après les coordonnées équatoriales α et δ des astres et les coordonnées géographiques λ et φ du lieu données à 1′ près. La solution n'a un sens que sous la condition que $-(90° - \varphi) < \delta < +(90° - \varphi)$ du fait que s'il n'en est pas ainsi, l'astre est soit sans coucher, soit sans lever (cf. § 14).

Les angles horaires de l'astre à son lever ($t < 0$) et à son coucher ($t > 0$) se calculent d'après la formule (1.13):

$$\cos t = \frac{\cos z - \sin \varphi \cdot \sin \delta}{\cos \varphi \cdot \cos \delta}, \tag{3.24}$$

et les azimuts A des points du lever ($A < 0$) et du coucher ($A > 0$) d'après la formule (1.14)

$$\sin A = \frac{\cos \delta}{\sin z} \cdot \sin t, \tag{3.25}$$

mais pour t proches de $\pm 90°$, il est préférable d'appliquer la formule (1.15):

$$\cos A = \frac{\sin \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t - \cos \varphi \cdot \sin \delta}{\sin z}. \tag{3.26}$$

Au lever et au coucher les astres ponctuels (étoiles et planètes) sont visibles à l'horizon vrai, et leur distance zénithale apparente $z' = 90°$, alors que la distance zénithale vraie $z = 90° + \rho$, où $\rho = 35'$ est la réfraction moyenne à l'horizon. Dans les formules (3.24)-(3.26) il faut donc poser $z = 90°35'$.

Les instants du lever et du coucher se calculent d'abord d'après le temps sidéral

$$S_{sid} = \alpha + t, \tag{3.2}$$

puis sont convertis suivant le système de mesure du temps adopté.

On considère que les instants du coucher et du lever du Soleil sont ceux où apparaît de derrière l'horizon et disparaît à l'horizon vrai son bord supérieur, dont la distance zénithale apparente $z' = 90°$ (fig. 30). A ces instants le centre du disque solaire se trouve à la distance zénithale vraie $z = 90° + \rho + r_{\odot}$, où la réfraction $\rho = 35'$ et le rayon du disque solaire $r_{\odot} = 16'$. C'est pourquoi dans les formules (3.24)-(3.26) il faut adopter $z' = 90°51'$.

Les instants du lever ($t_\odot < 0$) et du coucher ($t_\odot > 0$) du Soleil se calculent d'abord d'après le temps solaire moyen :

$$T_\lambda = t_\odot + 12^h + \eta,$$

puis sont convertis suivant le système de mesure du temps adopté. L'équation du temps η est empruntée aux annuaires astronomiques pour le moment du midi de la date considérée.

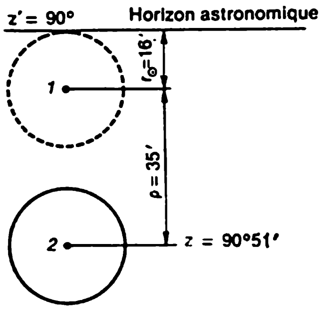


Fig. 30. Positions apparente (*1*) et vraie (*2*) du Soleil aux instants de son lever et de son coucher

Pour le calcul des instants du lever et du coucher de la Lune il faut encore prendre en considération son déplacement apparent (parallactique) dans le ciel dû à la proximité de la Terre (fig. 31). Les coordonnées équatoriales α et δ de la Lune se calculent pour l'observateur placé au centre (C) de la Terre, ou, ce qui revient au même, pour l'observateur H pour qui la Lune est au zénith. Bien que l'observateur O voie la Lune au lever à l'horizon (position *2*), en fait elle se trouve déjà à la hauteur $h = p$ au-dessus de l'horizon (position *1*), où l'angle p s'appelle parallaxe

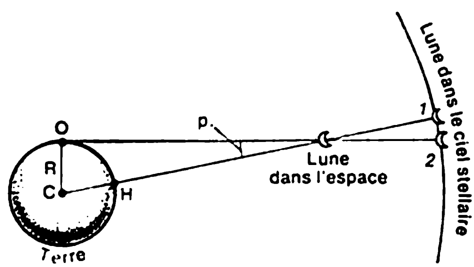


Fig. 31. Déplacement parallactique de la Lune

horizontale *. De la sorte, à l'opposé de la réfraction, la parallaxe baisse la position apparente de la Lune et dans les formules (3.24)-(3.26) il faut adopter

$$z = 90° + \rho + r - p. \tag{3.27}$$

La réfraction garde sa valeur $\rho = 35'$ mais la révolution de la Lune autour de la Terre suivant une orbite elliptique fait que son

* Les parallaxes horizontales du Soleil et des planètes sont très petites et pour les étoiles elles ont nulles.

rayon apparent r change de 14',7 à 16',8 (sa valeur moyenne $r =$ $= 15',5$), et sa parallaxe horizontale p, de 53',9 à 61',5 (sa valeur moyenne $p = 57'$); de plus, toujours $p = 3{,}67 \cdot r$. Donc, la formule (3.27) peut s'écrire

$$z = 90°35' - 2{,}67\ r.$$

Les instants du coucher et du lever de la Lune se calculent de la même façon que ceux des étoiles, mais tous les calculs doivent être faits (et parfois deux fois) séparément pour le lever et le coucher, parce qu'au cours de la journée les coordonnées équatoriales de la Lune changent sensiblement.

Puisque dans les calculs on admet que la réfraction est moyenne alors qu'en fait elle peut être différente, l'exactitude des instants du lever et du coucher ainsi établis pour tous les astres ne peut dépasser 1^m.

Pour une résolution approchée de ces mêmes problèmes on peut poser:

$$z = z' = 90°.$$

§ 35. Crépuscule, nuits blanches, jours et nuits polaires

L'intervalle de temps entre le lever et le coucher du Soleil est considéré comme la *durée du jour*. Les parties claire et sombre de la journée sont précédées par le *crépuscule du matin* et *du soir*, dû à la diffusion de la lumière solaire par l'atmosphère terrestre éclairée par le Soleil qui se trouve au-dessous de l'horizon. Le crépuscule qui laisse invisibles les étoiles les plus brillantes est dit *civil*. La nuit commence avec la fin du crépuscule civil du soir et se termine avec le début du crépuscule du matin, le centre du Soleil se trouvant à 7° sous l'horizon, c'est-à-dire à la hauteur $h = -7°$ ($z = 97°$). Le *crépuscule astronomique* se termine avec l'avènement total des ténèbres, lorsqu'apparaissent au ciel les étoiles très faibles, et commence avec les premiers indices de l'aube, le Soleil se trouvant à la hauteur $h = -18°$ ($z = 108°$).

La durée du crépuscule τ dépend de la latitude φ du lieu, ainsi que des saisons de l'année, et peut se calculer d'après la formule

$$\cos(t+\tau) = \frac{\cos z - \sin\varphi \cdot \sin\delta}{\cos\varphi \cdot \cos\delta},$$

où δ est la déclinaison; t, l'angle horaire du Soleil à l'instant du coucher (lever) et z, la distance zénithale à la fin du crépuscule.

A l'équateur terrestre, où le Soleil se lève et se couche perpendiculairement à l'horizon, le crépuscule dure peu: le crépuscule civil, près de 23^m, et astronomique, pas plus de 1^h16^m. Mais loin de l'équateur la trajectoire diurne du Soleil est sensiblement plus inclinée à l'horizon et le crépuscule subsiste bien plus longtemps. Au pôle géo-

graphique le crépuscule se maintient deux semaines, et le crépuscule astronomique, 7 semaines. Si au passage inférieur le Soleil descend sous l'horizon pas plus qu'à 7° ($z \leqslant 97°$), le crépuscule dure alors du soir au matin et on l'appelle *nuits blanches*.

En posant dans la formule (1.24) $h_1 = -7°$, on trouve que sous la latitude φ les nuits blanches surviennent avec la déclinaison du Soleil $\delta \geqslant 83° - \varphi$, et puisque $\delta \leqslant 23°,5$, elles se produisent là où $\varphi \geqslant 59,5$. En posant $h_1 = -18°$ on obtient que le crépuscule astronomique dure toute la nuit avec $\delta \geqslant 72° - \varphi$ et près du solstice les nuits sombres d'été ne sont possibles qu'à $\varphi \leqslant 48°,5$.

Pour $h_1 \geqslant -0°,9$ ($z_1 < 90°51'$) le Soleil devient sans coucher, et sous la latitude $\varphi \geqslant 65°,6$ on observe le *jour polaire* qui est possible avec $\delta \geqslant 89°,1 - \varphi$. La *nuit polaire* pendant laquelle le Soleil ne se lève pas survient lorsque la hauteur du Soleil à midi $h_s \leqslant -0°,9$, ce qui survient d'après la formule (1.20) avec $\delta \leqslant -(90°,9 - \varphi)$ et même avec $\delta = -23°,5$, ne se propage pas au Sud de $\varphi = 67°,4$.

D'après les annuaires astronomiques il est facile d'établir les dates auxquelles la déclinaison du Soleil satisfait aux conditions décrites et de déterminer d'après ces conditions pour la latitude φ la durée des nuits blanches, du jour et de la nuit polaires.

§ 36. Ligne de changement de date et son importance pour la détermination des jours

En chaque lieu de la Terre la nouvelle date survient à minuit d'après l'heure adoptée en ce lieu. La rotation de la Terre d'Ouest en Est fait que le nouveau jour commence dans les régions orientales et gagne progressivement les régions occidentales. Mais la Terre est un globe et il existe par rapport à tout point de sa surface des régions orientales et occidentales. On se demande alors où la nouvelle date arrive tout d'abord sur la Terre?

Cette question est très importante. Imaginons la Terre (vue du côté du pôle Nord P) éclairée par les rayons solaires (fig. 32). Supposons qu'au méridien géographique PA on enregistre le midi ($T_A = 12^h$) d'une certaine date, par exemple, du 21 mars. Alors, au méridien PB à l'Est de PA, le midi a eu lieu il y a 6 heures, et donc en cet endroit le temps local est $T_B = 18^h$ de la même date du 21 mars. Au méridien PC on enregistre alors *minuit*, c'est-à-dire $T_C = 24^h$ de l'ancienne date du 21 mars, ou $T_C = 0^h$ de la nouvelle date du 22 mars. Au méridien PD à l'Ouest de PA le midi n'a pas encore sonné et le temps local ici est $T_D = 6^h$ de la date du 21 mars. Plus loin vers l'Ouest, dans la direction du méridien PC, il est encore plus tôt, mais la date n'est pas la même, le 21 mars; et enfin au méridien PC lui-même l'heure est $T_C = 0^h$ du 21 mars. Quelle est donc la date qui commence au méridien PC, le 21 ou le 22 mars?

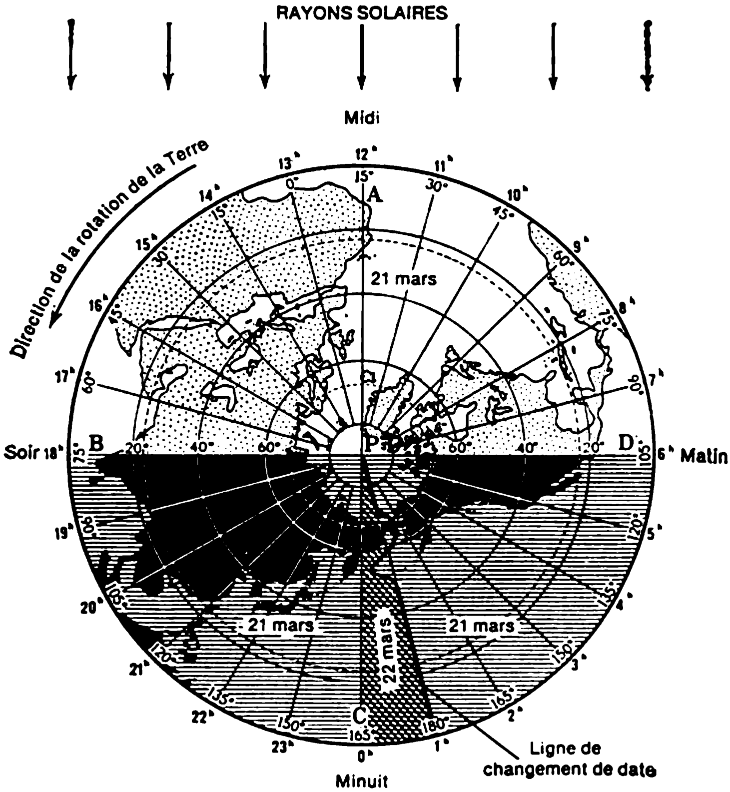


Fig. 32. Ligne de changement de date

Pour éliminer cette confusion on a établi par accord international une ligne conventionnelle appelée *ligne de changement de date*. Elle passe par les espaces marins ne touchant nulle part la terre ferme, soit exactement suivant le méridien terrestre à $\lambda = 180°$, soit relativement près de lui, dans la mer de Tchoukotka, le détroit de Bering, la mer de Bering, puis par l'océan Pacifique (trait gras de la figure 32). La nouvelle date commence sur cette ligne et se propage progressivement vers l'Ouest.

On a admis qu'à l'Ouest de la ligne de changement de date a lieu une date civile, et à l'Est de cette ligne, la date précédente, l'ancienne. Ainsi, la Tchoukotka et l'Alaska sont séparées par un détroit large seulement de 85 km et le midi tombe en ces lieux presque simultanément, mais la date de la presqu'île de Tchoukotka devance d'un jour celle d'Alaska. Il s'ensuit que chaque date dure 48 heu-

res: elle s'engage sur la Terre à la presqu'île de Tchoukotka pour la quitter à l'Alaska.

Il suffit qu'un voyageur passe par la ligne de changement de date dans le sens de l'Est pour qu'il se retrouve à l'ancienne date, qu'il revient, en parlant un langage imagé, à la journée d'hier; mais s'il passe par cette ligne dans le sens de l'Ouest, il se retrouve dans la journée de « demain ». En passant par la ligne de changement de date il faut tenir compte de cette circonstance, sinon on peut se tromper dans la détermination des jours. En effet, en effectuant un voyage autour du monde d'Ouest en Est, dans le sens de la rotation de la Terre, nous effectuons un tour complémentaire autour de l'axe terrestre, en revivant une fois de plus, une fois excédentaire, le lever du Soleil, et comptons un jour en excès qui, en réalité, n'a pas été sur la Terre. Dans le voyage autour du monde dans le sens inverse nous faisons autour de l'axe terrestre un tour de moins que la Terre elle-même et il nous manque un jour.

Ce sont les compagnons de Magellan (1480-1521) qui en revenant en 1522 du voyage autour du monde dans le sens de l'Ouest ont eu les premiers à affronter ce fait. En s'approchant de l'Est des îles du Cap Vert, près de la rive occidentale de l'Afrique, ils ont découvert qu'ils y sont arrivés le jeudi 10 juillet, alors que le journal de bord portait le mercredi 9 juillet d'après le calendrier vieux style alors en vigueur (d'après le nouveau style introduit en 1582 ces dates correspondent à jeudi 20 juillet et mercredi 19 juillet).

Pour éviter ces erreurs il existe en navigation maritime la règle suivante: lorsque le navire traverse la ligne de changement de date dans le sens d'Ouest en Est (le navire se déplace dans la date précédente), dans le journal de bord on note l'instant de passage sans corriger la date qui est réécrite le jour suivant. Par exemple, le jour après le 15 août est considéré comme 15 août, et ce n'est qu'ensuite que vient le 16 août, de sorte que deux jours de suite sont envisagés comme la même date civile. Mais lorsque la ligne de changement de date est traversée dans la direction occidentale (le navire se déplace dans la nouvelle date) le jour suivant on note dans le journal de bord non pas la date successive, mais celle qui la suit, par exemple, après le 18 juillet on note 20 juillet, c'est-à-dire en rejetant un jour. Cette règle est observée également par l'aviation civile.

§ 37. Calendrier

On appelle *calendrier* le système de mesure de longs intervalles de temps. Ce mot provient du latin *calendae* qui dans l'ancienne Rome désignait le premier jour de chaque mois de l'année. A son tour le mot *calendae* provient du latin *calare* qui signifie informer (toute la population était largement informée sur le début de chaque mois et de l'année).

Tout calendrier a à sa base de longs intervalles de temps déterminés par les phénomènes périodiques de la nature, la succession des *phases lunaires* et des saisons de l'année. Les calendriers basés sur la succession des phases lunaires sont dites *lunaires*, fondés sur la succession des saisons de l'année, *solaires*, et sur ces deux phénomènes, *lunisolaires*. Chaque calendrier doit de rigueur établir un ordre défini de la détermination des jours (jours solaires), le nombre de jours dans les périodes longues du temps et indiquer l'origine de la détermination des périodes elles-mêmes. La première tâche ne présente aucune difficulté, la réalisation de la troisième est aussi très simple, la détermination pouvant avoir à l'origine n'importe quel événement réel ou mythique. Quant à la deuxième tâche, elle serait remplie sans peine si la période de la succession des phases lunaires appelée *mois lunaire* et l'année tropique (période de la succession des saisons de l'année) contenaient exactement le nombre entier de jours. Or, toutes les trois périodes sont incommensurables: l'année tropique $T_{\Upsilon} = 365^{j},24220 = 365^{j}5^{h}48^{m}46^{s},08$, alors que le *mois lunaire* ou *synodique* $S = 29^{j},53059 = 29^{j}12^{h}44^{m}02^{s},98$.

Mais un *mois civil* et une *année civile* doivent compter un nombre entier de jours pour que le début de chaque mois et de chaque année coïncide avec le début du jour. La conception d'un calendrier de précision parfaite est donc impossible et il faut y apporter de temps en temps des corrections.

Le premier calendrier lunaire est apparu à Babylone ancienne au milieu du troisième millénaire avant notre ère. C'est à cette époque qu'a été introduite la *semaine de sept jours*, d'après le nombre d'astres qui se déplacent suivant les constellations: le Soleil, la Lune et cinq planètes alors connues. Ces astres étaient déifiés et on leur a dédié les jours de la semaine.

Par la suite le mois lunaire a été perfectionné et aujourd'hui il est adopté sous le nom de *calendrier musulman* dans plusieurs pays de l'Asie et de l'Afrique. Le calendrier musulman compte 354 jours divisés en 12 mois, dont la durée varie entre 30 et 29 jours, faisant en moyenne 29,5 jours; elle est donc proche de la période de la succession des phases lunaires. Pour l'origine de chaque mois ce calendrier adopte le jour de l'apparition au ciel nocturne du croissant lunaire étroit. Pour accorder le calendrier aux phases lunaires, l'année civile musulmane est prolongée jusqu'à 355 jours et puisqu'elle est en moyenne de 11 jours plus courte que l'année solaire (tropique), son origine est successivement déplacée suivant toutes les saisons de l'année de façon que toutes les 33 années civiles il passe 34 années musulmanes ($33 \cdot 11$ jours $= 363$ jours).

Trois millénaires avant notre ère en Egypte ancienne a été créé le calendrier solaire. Des observations ont permis d'établir qu'après la période de leur invisibilité la première apparition matinale des étoiles brillantes revient à peu près tous les 360 jours. Aussi, le pre-

mier calendrier de l'Egypte ancienne comptait-il 360 jours et 12 mois de 30 jours chacun. Pour faciliter la mesure du temps l'écliptique a été divisé d'après le nombre de jours de l'année en 360 parties ou degrés, et cette division de la circonférence s'est conservée jusqu'à nos jours.

Pendant le deuxième millénaire avant notre ère, d'après l'apparition prématinale des étoiles les prêtres égyptiens ont précisé la durée de l'année solaire en la poussant jusqu'à 365 jours, et par la suite, jusqu'à 365,25 jours.

Dans les divers calendriers lunisolaires élaborés dans les pays grec, israélite et chinois on cherchait à accorder les mois lunaires à la durée de l'année solaire. Tous ces calendriers sont très compliqués.

Le calendrier européen actuel, adopté également par le continent américain, est un calendrier solaire qui tire son origine du calendrier romain. Au VIIIe siècle avant notre ère en Rome l'année civile comptait 10 mois et commençait au printemps, au mois de mars qui portait le nom du dieu de la guerre particulièrement vénéré par les Romains. Le deuxième mois de l'année (avril) doit son nom au mot latin *aprilis* (solaire) du fait que ce mois apporte la chaleur. Le mois de mai qui était le troisième mois portait le nom de Maius, déesse de la Terre; le quatrième, juin a été retenu en l'honneur de Junon. Les autres mois étaient désignés par les numéros d'ordre: *quintilis* (cinquième), *sextilis* (sixième), *september* (septième), *october* (huitième), *november* (neuvième), *december* (dixième).

Au VIIe siècle avant notre ère les Romains ont adopté le calendrier lunaire qui comptait 355 jours et 12 mois. Le onzième mois était appelé janvier en l'honneur de Janus à deux visages, le douzième mois symbolisait le rite de la purification (*februarius*, le mois de la purification) pratiquée avant le début de la nouvelle année.

Le calendrier lunaire romain divergeait avec les saisons de l'année; pour faire commencer l'année civile toujours par le printemps on introduisait tous les deux ans un mois supplémentaire de 22 ou 23 jours. D'autre part, les prêtres de leur propre gré allongeaient ou raccourcissaient la durée de l'année civile, ce qui embrouillait définitivement la mesure du temps.

Cette confusion a été supprimée par Jules César (100-44 av. notre ère) qui en l'année 46 avant notre ère a chargé l'astronome d'Alexandrie Sosigène d'élaborer un nouveau calendrier.

Pour la durée moyenne de l'année civile Sosigène a retenu le nombre de jours du calendrier égyptien 365,25 jours (ou 365^j6^h) qu'il a appelé *année julienne*. L'année civile devant compter un nombre entier de jours il a adopté que trois années successives se composeraient de 365 jours (*années communes*), alors que chaque quatrième année compterait 366 jours (*années bissextiles*). L'année civile gardait les 12 mois et leurs dénominations antérieures, mais les mois impairs comptaient 31 jours, alors que les mois pairs, 30

jours, à l'exception de février, dernier mois de l'année, qui en une année commune comptait 29 jours et une année bissextile 30 jours.

Le terme de bissextile est apparu parce que dans la Rome ancienne le compte des dates civiles n'est pas consécutif et chaque mois leur numérotation commençait d'après le nombre de jours restés jusqu'au milieu du mois, puis restés jusqu'au début du mois suivant (*calendae*). Aussi, la date actuelle du 24 février était-elle considérée par les Romains comme le sixième jour avant les calendes de Mars. Le jour complémentaire était introduit avant le 24 février et s'appelait deuxième sixième jour avant les calendes de Mars. D'où en latin le mot de bissextilis, du bis, double et sextilis sixième.

Le calendrier julien a été introduit le 1er janvier de l'année 45 avant notre ère, jour déclaré comme origine de l'année civile ; de cette façon le mois de février ainsi raccourci s'est trouvé être le deuxième. Une année plus tard, le Sénat de Rome a attribué au mois *quintilis* le nom de juillet (de Jules César) et en 8e année de notre ère, au huitième mois (*sextilis*) le nom d'août (en l'honneur de l'empereur Auguste), en lui attribuant 31 jours au lieu de 30 jours précédents, et retirant un jour au mois de février. En même temps on a changé le nombre de jours de quatre derniers mois de l'année et établi finalement la durée actuelle des mois.

La règle de détermination des années communes et bissextiles dans le calendrier julien n'est pas compliquée : les années dont les numéros se divisent par quatre sont considérées comme des années bissextiles, et les autres, comme des années communes. Par exemple, 1600, 1700, 1800, 1980, 1984 sont des années bissextiles (comptant 366 jours), alors que 1603, 1807, 1981, 1985 sont des années communes (comptant 365 jours).

Avec le temps le calendrier julien (ancien style) a été adopté par tous les pays, où dominait le christianisme.

Le calendrier julien a gardé la semaine de sept jours de la Babylone ancienne.

§ 38. Calendrier européen moderne

Le calendrier julien était utilisé en Europe pendant plus de 1600 ans. Mais comme l'année tropique ($365^j,2422 = 365^j5^h48^m46^s$) est plus courte que l'année julienne ($365^j,25 = 365^j6^h0^m0^s$) de $11^m14^s = 0^j,0078$, d'après ce calendrier les instants des équinoxes et des solstices se produisent chaque année 11^m14^s avant que l'année précédente, et tous les 128 ans passent à la date précédente ($0^j,0078 \cdot 128 = 0^j,9984 \approx 1^j$). En 325 de notre ère, lorsque l'empereur romain Constantin a convoqué à Nicée (Asie Mineure) le congrès de tous les prêtres pour établir les fêtes religieuses du christianisme*,

* Ce congrès est connu sous le nom de concile œcuménique de Nicée.

l'équinoxe du printemps a eu lieu le 21 mars, alors que vers 1570, c'est-à-dire en 1245 ans, il s'est déplacé de 10 jours et a eu lieu le 11 mars. Cette divergence a provoqué la divergence entre les dates des fêtes religieuses adoptées et les phénomènes de la nature suivant lesquels ces fêtes ont été établies. Ceci concernait surtout les Pâques, fête qui n'avait pas de date bien fixe et célébrée le premier dimanche après la Pleine Lune survenue après la Nouvelle Lune qui suivait le jour de l'équinoxe de printemps. C'est ce qui a suggéré l'idée d'un concours proposé pour la conception d'un projet de réforme du calendrier.

Le meilleur projet adopté par la suite était celui du mathématicien et médecin italien Luidgi Lilio (1520-1576) rendu public en 1576. Il proposait d'éliminer 10 jours et par là même de repousser l'équinoxe de printemps au 21 mars ; et pour le maintenir à l'avance à cette date, tous les 400 ans de rejeter 3 jours.

Par sa bulle du 24 février 1582 le pape Grégoire XIII a introduit le nouveau calendrier en imposant de considérer le jour après jeudi le 4 octobre comme vendredi le 15 octobre (au lieu du 5 octobre) 1582 ; de cette façon en 1582 le jour de l'équinoxe de printemps retombait le 21 mars.

Le calendrier réformé s'appelle *calendrier grégorien* dit nouveau. Dans ce calendrier la succession des années communes et bissextiles dans les limites du siècle est la même que pour le calendrier julien, mais la dernière année du siècle est considérée comme bissextile seulement si le numéro du siècle se divise par quatre. Ainsi, 1600, 2000, 2400 sont d'après les deux calendriers des années bissextiles, alors que 1700, 1800, 1900 et 2100 étant bissextiles dans le calendrier julien, ne le sont plus dans le calendrier grégorien et comptent 365 jours, de façon qu'en 400 ans les trois jours sont exclus.

Après 1582 l'écart dans les dates suivant les deux calendriers a été de 11 jours en 1700, de 12 jours en 1800 et de 13 jours en 1900, en ces années le premier mars du calendrier grégorien étant considéré comme le 29 février du calendrier julien. L'écart successif de 14 jours ne surviendra que le 1 mars de l'année 2100.

Le calendrier grégorien était loin d'être adopté d'emblée. Dès le 15 octobre 1582 on ne l'a introduit qu'en Italie, Espagne, Portugal et Pologne, alors que dans d'autres pays il a été introduit ultérieurement pendant les XVI-XXes siècles. En Russie il n'a été homologué que par le décret du gouvernement soviétique du 25 janvier 1918, qui a imposé de considérer qu'après le mercredi 31 janvier vient le jeudi 14 février 1918; par là la Russie a adopté le calendrier grégorien retenu par la plupart des pays civilisés.

D'après le calendrier grégorien l'intervalle de 400 ans compte 303 années communes et 97 années bissextiles, c'est-à-dire la durée d'une année grégorienne est

$$(303 \cdot 365^j + 97 \cdot 366^j) : 400 = 365^j{,}2425,$$

ce qui ne dépasse que de 0,0003 jour (de $25^s,9$) la durée de l'année tropique, et donc le déplacement des équinoxes et des solstices de 1 jour en avant n'a lieu qu'en 3333 ans (1^j:0,0003 jour/an = 3333 ans).

L'inconvénient que présente le calendrier moderne est le nombre différent de jours dans le mois et les trimestres, ce qui complique quelque peu la planification de la production. On a proposé de nombreux projets parmi lesquels il n'y a que deux qui peuvent convenir le mieux. L'un d'eux propose de diviser l'année civile en 13 mois de 4 semaines et de 28 jours chacun. Alors tout mois commencera par lundi et chaque date correspondra à un jour de semaine défini. Le premier jour de la nouvelle année n'entre pas dans le nombre des jours du mois, tout comme le jour complémentaire inclus entre juin et juillet aux années bissextiles. L'autre projet propose de laisser 12 mois, mais le premier mois de chaque trimestre doit compter 31 jours et les deux autres, 30 jours. Alors, chaque trimestre commencera par lundi. Le jour du nouvel an et le jour complémentaire inclus aux années bissextiles sont considérés comme des jours zéro des mois. Certes, la réforme du calendrier ne peut être réalisée que sur un accord international.

§ 39. Origine de notre ère

Chaque calendrier doit indiquer l'origine des années, appelée *ère*. Dans les calendriers différents les ères sont établies d'après différents événements réels ou mythiques. En Egypte ancienne les ères étaient comptées depuis l'intronisation des pharaons, en Chine ancienne, d'après le début du règne des empereurs, dans la Rome ancienne, d'abord d'après les noms des consuls, puis à partir de « la fondation de Rome » (ce qui correspond à 753 avant notre ère), et enfin d'après les empereurs. Le calendrier israélite a adopté comme origine le jour mythique de la création du monde (3671 avant notre ère) et dans la Grèce ancienne et en Russie, le compte des années était également mené à partir de « la création du monde », mais elle était rapportée à 5508 avant notre ère. Tout ceci rendait très difficile la chronologie des événements et les relations entre les Etats à mesure de leur développement. Il fallait introduire une nouvelle ère unique ne serait-ce que dans les pays chrétiens.

C'est pourquoi en 248 de l'ère de l'empereur Dioclétien * le moine savant romain Denis le Petit a proposé de compter les années à partir d'une nouvelle ère, « de Jésus-Christ ». Denis à déclaré que l'année 248 de l'ère de Dioclétien correspond à la 532e année de l'ère nouvelle et recommandait pour l'année suivante de la numéroter 533. Telle a été l'origine de *notre ère*, de l'ère nouvelle, depuis laquelle se compte jusqu'à nos jours le nombre d'années.

* La première année de l'ère de Dioclétien correspond à l'an 238 de notre ère.

Le nombre 532 a été pris par Denis parce qu'il rendait facile la détermination de la date de la fête des Pâques, ce qu'il avait en charge. Il savait que dès 432 avant notre ère Méton, l'astronome et le mathématicien de la Grèce ancienne a établi que 235 mois lunaires comptent 6940 jours et autant de jours sont compris dans 19 années tropiques. C'est pourquoi dans les calendriers lunisolaires et solaires tous les 19 ans les phases lunaires de même nom se reproduisent aux mêmes dates du mois. Cette période de 19 ans est connue en astronomie sous le nom de cycle de Méton.

La Pleine lune se reproduit aux mêmes dates tous le 19 ans, les Pâques étant fêtées seulement le dimanche qui se présente une fois tous les 7 jours, et la période bissextile étant égale à 4, Denis a trouvé simplement le multiple commun minimal de ces nombres : $19 \times \times 7 \times 4 = 532$. Par conséquent, tous les 532 ans les Pâques tombent sur le dimanche de la même date. Après avoir composé sur cette base un tableau on peut connaître à l'avance les dates des Pâques de nombreuses années à l'avance. Un tel tableau existe bien et s'appelle le canon pascal.

Ainsi notre ère n'est liée à aucun événement historique et est tout aussi mythique que l'ère de la création du monde. L'ère nouvelle était loin d'être reconnue d'emblée. Elle a été introduite à Rome à partir de 533, mais ne s'est affermie définitivement qu'au milieu du XVe siècle ; en France elle a été introduite au VIIIe siècle et en Russie seulement à partir du 1er janvier 1700. Jusque-là les années en Russie étaient comptées à partir de « la création du monde » et la nouvelle année commençait le 1er mars (style martien) et à partir de 1492 le 1er septembre (style septembrien). Par décret de Pierre Ier (1672-1725) l'origine de l'année a été rapportée au 1er janvier (tout comme dans les pays européens) et a été introduite l'ère nouvelle, mais le calendrier julien était conservé.

§ 40. Dates des équinoxes et des solstices

Les équinoxes et les solstices ne se reproduisent pas toujours aux dates bien définies (cf. § 19). Il en est ainsi du fait que, premièrement, l'année tropique est plus longue que l'année civile commune et trois de telles années mettent les instants des équinoxes et des solstices en retard presque de $17^h,5$, alors que dans les années bissextiles ils peuvent se produire à la date précédente. Ainsi, en 1970 l'équinoxe de printemps a eu lieu le 21 mars à 0^h50^m de temps universel, l'année suivante, en 1971, le 21 mars à 6^h38^m (c'est-à-dire dans $365^j5^h48^m$), alors qu'en 1972 qui a été une année bissextile, au lieu de 12^h26^m du 21 mars, il est survenu à 12^h26^m le 20 mars, du fait qu'une journée civile a été absorbée par le mois de février.

Deuxièmement, la même date civile ne survient pas en même temps sur toute la Terre et si, par exemple, l'équinoxe de printemps

a lieu le 21 mars à 21^h16^m de temps universel, en Union Soviétique ce sera déjà le 22 mars; de plus, les heures de la journée sont différentes suivant les fuseaux horaires. Les instants des équinoxes et des solstices, tout comme, d'ailleurs, de tous les phénomènes astronomiques, doivent être repérés suivant un système de la mesure du temps bien défini. A cet effet sert le temps universel employé par les annuaires astronomiques.

CHAPITRE IV

DIMENSIONS ET FORME DE LA TERRE

§ 41. Triangulation

En primière approximation la Terre est sphérique. Le principe de la détermination de ses dimensions appelé *mesure du degré*, a été appliqué la première fois au IIIe siècle avant notre ère par Eratosphène d'Alexandrie, astronome et géographe de la Grèce ancienne (environ 276-194 avant notre ère). Supposons que les points O_1 et O_2 de latitude géographique φ_1 et φ_2, la distance linéaire entre eux étant l, se trouvent sur le même méridien de la surface terrestre (fig. 33). Alors, la longueur de l'arc unitaire (c'est-à-dire la longueur d'un arc de 1°)

$$l^\circ = \frac{l}{\varphi_2 - \varphi_1} = \frac{\pi R_\lambda}{180^\circ},$$

d'où le rayon de courbure de cet arc

$$R_\lambda = \frac{180^\circ}{\pi(\varphi_2 - \varphi_1)} \cdot l,$$

où $(\varphi_2 - \varphi_1)$ est exprimée en degrés et leurs décimales.

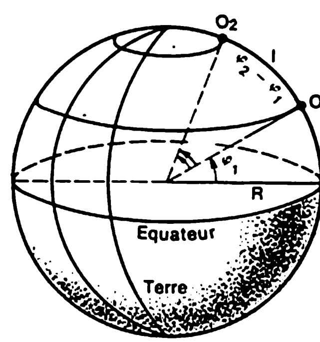


Fig. 33. Principe de la mesure des degrés

Si les rayons de courbure R_λ de divers tronçons du méridien terrestre sont les mêmes, le méridien forme un cercle et la Terre a la forme d'une sphère; dans le cas contraire, la forme de la Terre diffère de la forme sphérique.

La détermination des coordonnées géographiques φ_1, φ_2 et λ_1, λ_2 ne présente pas de difficultés (cf. §§ 18 et 33), mais la mesure directe des distances linéaires importantes le long du méridien est impossible du fait des accidents naturels: cours d'eau, marais, montagnes, forêts, etc. Aussi, à cet effet recourt-on à la méthode de *triangulation* proposée en 1615 et appliquée en 1617 par le physicien

hollandais Snellius (1580-1626). Aux points extrêmes O_1 et O_2 de l'arc dont la longueur doit être déterminée (fig. 34) on établit de part et d'autre (points A, B, C, ...) des signaux géodésiques sous la forme de charpentes ou pyramides spéciales (fig. 35) qui servent de sommets du réseau des triangles formé à la surface et appelé *réseau de triangulation*. Les charpentes hautes de 20 à 25 m dans des lieux ouverts et de 40 à 45 m dans des lieux boisés sont placés à des distances de 20 à 30 km de façon que de la plate-forme d'observation de chaque pyramide les plates-formes des pyramides voisines

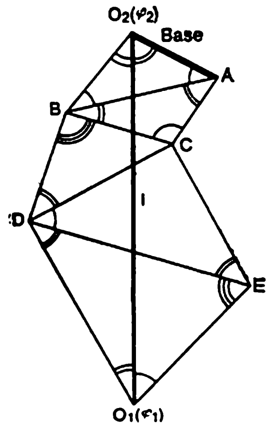


Fig. 34. Triangulation

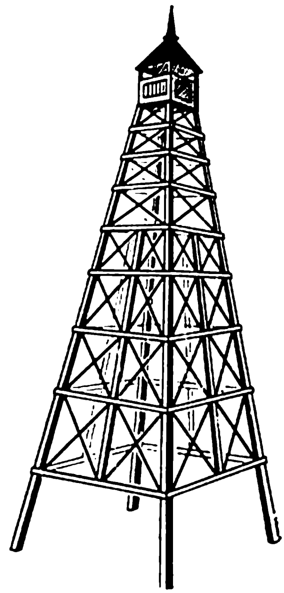


Fig. 35. Signal géodésique

soient visibles. A partir de ces plates-formes on mesure avec des instruments goniométriques les angles à 0″,5 près entre les directions vers les signaux voisins, et aux points extrémaux O_1 et O_2 également les angles entre le méridien géographique et la direction vers les signaux les plus proches, c'est-à-dire leurs azimuts. Le côté AO_2 du triangle adhérant à l'un des points extrémaux du réseau de triangulation est établi en un lieu nivelé découvert pour rendre possible la mesure directe en unités linéaires; il s'appelle *base du réseau de triangulation*. Les angles mesurés des triangles et la longueur de la base connus permettent de calculer d'après les formules de la trigonométrie les côtés des triangles et la longueur l de l'arc cherché compte tenu de sa courbure.

Aux XVII-XIX[es] siècles les mesures du degré ont été entreprises dans divers pays; en Russie de 1816 à 1855 sous la direction de V. Strouvé (1793-1864) on a mesuré l'arc du méridien de 2800 km de long depuis l'embouchure du Danube ($\varphi = 45°20'$) jusqu'à

l'Océan Glacial du Nord ($\varphi = 70°40'$). Dans les années 30 des mesures du degré très précises ont été réalisées en U.R.S.S. sous la direction du professeur F. Krassovski (1878-1948).

Jusqu'aux années 60 la longueur de la base retenue n'était pas grande et variait de 6 à 10 km, cette longueur étant mesurée avec des fils de mesure en invar * tendu avec un effort constant en valeur par des supports spéciaux. De nos jours ces mesures se font presque exclusivement par localisation optique ou par radar, ce qui permet de pousser la longueur de la base à 25 ou 30 km (dans les limites de visibilité du signal géodésique) et d'augmenter la précision des mesures jusqu'à $\pm$ 2 mm par 10 km de longueur. La longueur de la base

$$b = c \cdot \frac{t_2 - t_1}{2},$$

où la vitesse de la lumière (des ondes radioélectriques) dans l'atmosphère terrestre $c = 299\,708$ km/s ; t_1, l'instant de la production du signal lumineux ou radio et t_2, l'instant de la réception du signal reflété, la durée de l'intervalle $(t_2 - t_1)$ ne dépassant pas $2 \cdot 10^{-4}$s, et la précision du calcul des instants de temps non inférieure à 10^{-10}s.

Actuellement on a créé des réseaux de triangulation à appareillage compliqué comportant des radars, établis en divers points de la surface terrestre, et des réflecteurs portés par des satellites artificiels de la Terre (*satellites géodésiques*), ce qui permet de mesurer simultanément les distances entre ces satellites et ces points à la surface, de calculer les distances entre les points et d'obtenir des renseignements incontestables sur le mouvement des continents terrestres.

§ 42. Dimensions et forme de la Terre

De nombreuses mesures du degré ont établi que la longueur $l°$ et la courbure d'un arc unitaire de divers tronçons des méridiens changent progressivement de l'équateur aux pôles: à $\varphi = 0°$, $l° = 110{,}576$ km ; à $\varphi = 45°$, $l° = 111{,}143$ km et à $\varphi = 90°$, $l° = 111{,}696$ km. Par conséquent la forme de la Terre est proche de celle d'un ellipsoïde biaxial. La différence entre les diamètres équatorial et polaire de la Terre est relativement peu grande, et de ce fait il est d'usage d'appeler *sphéroïde* l'ellipsoïde terrestre, c'est-à-dire figure peu différente d'une sphère.

Voici les éléments du sphéroïde terrestre adoptés par le XVI[e] Congrès de l'Union Astronomique Internationale à Grenoble tenu

* L'invar est un alliage fer-nickel à coefficient de dilatation thermique négligeable ($9 \cdot 10^{-7}$ °C^{-1}).

en août 1976:

rayon équatorial (maximal) $R_0 = 6378{,}140$ km;
rayon polaire (minimal) $R_p = 6356{,}755$ km;
différence entre les rayons: $R_0 - R_p = 21{,}385$ km;
aplatissement $\varepsilon = (R_0 - R_p) : R_0 = 1 : 298{,}257$.

En géodésie, et surtout en gravimétrie *, il est d'usage d'admettre que la forme de la Terre se distingue légèrement du sphéroïde et s'approche de celle de la surface d'un océan calme prolongée sous les continents. Cette figure s'appelle *géoïde*, elle constitue la *surface d'équilibre* ou la *surface de niveau*, dans chaque point de laquelle la normale coïncide avec la direction du fil à plomb, ce qui est loin d'être toujours le cas des continents par suite de la différence de densités des roches constitutives très variées. Toutefois, pour l'astronomie la notion de géoïde ne présente pas de grand intérêt du fait que la différence entre les niveaux des surfaces du géoïde et du sphéroïde terrestres ne dépasse pas 200 m, alors que les montagnes s'élèvent au-dessus du niveau de l'océan presque à 8900 m.

Il est souvent tout à fait suffisant d'adopter $R_0 = 6378$ km; $R_p = 6357$ km; $\varepsilon = 1 : 298$; la valeur moyenne de $l^\circ = 111{,}2$ km; d'admettre que l'équateur terrestre est une circonférence longue de 40 075 km et les méridiens terrestres, des ellipses de 40 008 km de longueur. Dans de nombreux problèmes d'astronomie la Terre est envisagée comme une sphère, dont le rayon est déterminé d'après le volume réel et s'appelle rayon moyen R_m. Le volume de l'ellipsoïde étant

$$V = \frac{4}{3}\pi R_0^2 \cdot R_p,$$

et le volume de la sphère qui lui est égal

$$V = \frac{4}{3}\pi R_m^3,$$

le rayon moyen de la Terre s'écrit

$$R_m = \sqrt[3]{R_0^2 \cdot R_p} = \sqrt[3]{6378^2 \cdot 6357} = 6371 \text{ km}.$$

La période de rotation de la Terre $P = 23^h56^m04^s = 86\,164^s$ (de temps moyen); donc, la vitesse linéaire des points de l'équateur terrestre

$$v_0 = \frac{2\pi R_0}{P} = \frac{2 \cdot 3{,}1416 \cdot 6\,378\,140}{86\,164} = 465 \text{ m/s},$$

* La géodésie étudie la forme et les dimensions de la Terre et assure les travaux de mesure à sa surface. La gravimétrie étudie la distribution de la pesanteur à la surface terrestre et la forme de la Terre qui en résulte.

alors que la vitesse linéaire de la rotation d'un point à la latitude géographique φ quelconque

$$v = v_0 \cdot \cos\varphi = 465 \cdot \cos\varphi \text{ m/s}.$$

La vitesse angulaire ω de la rotation de tous les points de la surface terrestre est la même

$$\omega = 15'',041 \text{ s}^{-1} = 7{,}2921 \cdot 10^{-5} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}.$$

§ 43. Distance de l'horizon apparent

A la surface terrestre plane l'*horizon apparent* forme un petit cercle suivant lequel le cône constitué par les rayons visuels de l'observateur touche la surface terrestre. Les zones de celle-ci au-delà de l'horizon apparent restent invisibles à l'observateur. Dans un lieu à surface plane l'horizon apparent repose toujours plus bas que l'horizon astronomique. L'éloignement de l'horizon apparent, c'est-à-dire sa distance jusqu'à l'observateur dépend de la hauteur à laquelle ce dernier se trouve par rapport à la surface terrestre.

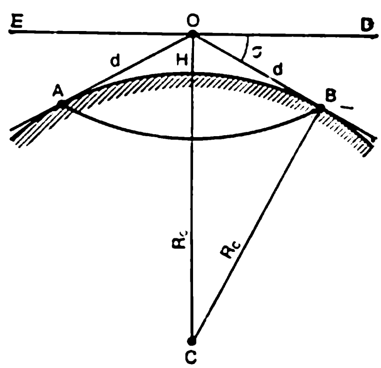


Fig. 36. Eloignement de l'horizon apparent

La figure 36 représente une partie de la surface de la Terre dont C est le centre; R_m, le rayon moyen de la Terre; O, l'observateur qui se trouve à la hauteur H au-dessus de la surface terrestre; OA et OB les rayons visuels de l'observateur; le petit cercle AB, l'horizon apparent et EOD, l'horizon astronomique. Alors, la distance de l'horizon apparent $d = OA = OB$. Il est clair que

$$d^2 = (R_m + H)^2 - R_m^2 = 2R_mH\left(1 + \frac{H}{2R_m}\right),$$

et puisque $H \ll 2R_m$, il vient $d = \sqrt{2R_mH}$.

En posant $R_m = 6\,371\,000$ m et en exprimant H en mètres et d en kilomètres, on obtient: $d = 3{,}57\sqrt{H}$, et compte tenu de la réfraction, $d = 3{,}80\sqrt{H}$.

L'angle σ entre la direction de l'horizon apparent et le plan de l'horizon astronomique s'appelle *dépression de l'horizon*. Etant donné que $d = R_m \text{tg}\,\sigma = \sqrt{2R_mH}$, l'angle σ est petit, et donc tg σ =

$= \sigma_{rad}$, alors que 1 radian = 3438′ ; en exprimant R_m et H en mètres, on obtient

$$\sigma = 3438' \sqrt{\frac{2}{R_m} H} = 3438' \cdot \sqrt{\frac{2}{6371 \cdot 10^3} H};$$

finalement $\sigma = 1',93\sqrt{H}$, et compte tenu de la réfraction, $\sigma = 1',77\sqrt{H}$.

Ce fait est illustré d'une façon suggestive par le tableau qui suit

Hauteur H, km	2	20	100	500	1000	10 000
Distance d, km	5,4	17,0	38,0	85,0	120	380
Angle de dépression	2′,5	8′	18′	40′	56′	3°

PARTE II

NOTIONS FONDAMENTALES DE LA CINEMATIQUE DU SYSTÈME SOLAIRE

CHAPITRE V

STRUCTURE DU SYSTÈME SOLAIRE

§ 44. Système solaire et système planétaire

On appelle *Système solaire* l'ensemble des corps célestes qui se déplacent autour du Soleil, centre dynamique de ce système. Le système solaire compte neuf planètes principales avec leurs satellites, plus de 2300 *petites planètes* (*astéroïdes*), quelques dizaines de milliers de comètes, une multitude de *corps météoriques* (pierres de dimensions des plus variées) et des flux de poussières fines (*essaims météoriques*).

Les planètes principales se meuvent dans l'ordre suivant à partir du Soleil : Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune et Pluton (fig. 37). Elles représentent toutes des corps sphériques obscurs aux dimensions comparables à celles de la Terre. Le plus souvent on les appelle planètes en omettant l'adjectif principales. Les astéroïdes sont des corps solides relativement petits dont les dimensions sont des dizaines, des centaines et des milliers de fois inférieures à celles de la Terre et dont la forme dans la grande majorité des cas est irrégulière. Presque toutes les petites planètes ou astéroïdes se déplacent autour du Soleil entre les orbites de Mars et de Jupiter, en formant un anneau particulier appelé *ceinture* ou *zone* des astéroïdes. Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune et Pluton qui se déplacent au-delà de la zone des astéroïdes sont considérés comme les planètes *extérieures* ou joviniennes, alors que Mercure, Vénus, la Terre et Mars, comme des planètes *intérieures* ou telluriques.

Les planètes et les astéroïdes sont visibles parce qu'ils sont éclairés par le Soleil. Même les plus gros des astéroïdes ne sont visibles qu'au télescope et se présentent à la vue comme des points brillants qui ont l'aspect des étoiles, ce qui leur a valu le nom d'astéroïdes. Les planètes éloignées Uranus, Neptune et Pluton mal éclairées par le Soleil aussi ne sont accessibles à l'observation qu'aux télescopes *. L'éclat d'Uranus est presque de 6^m, celui de Neptune est proche de 8^m, et de Pluton, de 15^m. Les planètes plus proches du Soleil, bien éclairées par les rayons solaires, sont visibles à l'œil nu. Ainsi, les

---

* Uranus a été découvert en 1781 ; Neptune, en 1846 et Pluton, en 1930.

peuples de l'Antiquité connaissaient déjà cinq planètes: Mercure, Vénus, Mars, Jupiter, Saturne, et leur déplacement perceptible dans le ciel stellaire a justifié leur appellation de planètes (du grec, errer).

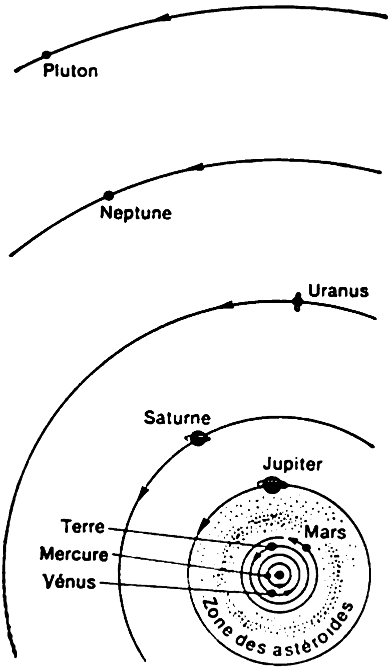


Fig. 37. Système planétaire

Toutes les planètes et astéroïdes tournent autour du Soleil dans le sens du mouvement de la Terre, qui est considéré comme direct. Ils forment le Système planétaire, partie du Système solaire. Le rayon du système planétaire est proche de $6 \cdot 10^9$ km, il est déterminé par la distance entre le Soleil et Pluton, qui est presque de 40 fois plus grande que la distance entre le Soleil et la Terre. Et pourtant le rayon du système planétaire est presque 6900 fois plus petit que la distance qui nous sépare de α Centaure, l'étoile la plus proche.

Dans l'espace les planètes voisines sont séparées l'une de l'autre par des distances de dizaines et de milliers de millions de kilomètres.

Les planètes se déplacent dans le ciel suivant les constellations zodiacales près de l'écliptique, ce qui est prouvé par les inclinaisons très faibles de leurs orbites au plan de l'orbite terrestre; aussi, en première approximation, le système planétaire peut-il être envisagé comme un système plan. L'exception n'est constituée que par l'orbite de Pluton inclinée à l'écliptique sous un angle de 17°.

§ 45. Mouvement apparent des planètes

La plupart du temps les planètes se déplacent suivant les constellations zodiacales dans la direction d'Ouest en Est (*mouvement direct*), mais leur mouvement ralentit progressivement, elles s'arrêtent (survient la *station*) pour se déplacer un certain temps d'Est en Ouest (*mouvement rétrograde*), s'arrêter de nouveau et poursuivre ensuite leur mouvement direct. De la sorte, la planète décrit dans le ciel une boucle apparente (fig. 38). Les dimensions de ces boucles diffèrent suivant les planètes.

Pour Mercure l'arc du mouvement rétrograde est de 13° (22^j) * ; pour Vénus, il est d'environ 16° (40^j) ; pour Mars, proche de 15°(79^j) ; pour Jupiter, un peu plus de 10° (120^j) ; pour Saturne, environ 7°(136^j).

Les tronçons bouclés de la trajectoire apparente des planètes peuvent passer par diverses constellations zodiacales et leur disposition

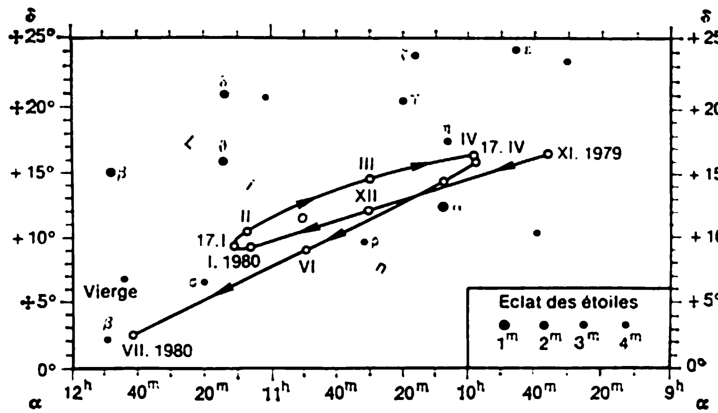


Fig. 38. Trajectoire apparente en boucle de Mars dans la constellation du Lion en 1979-80 (les chiffres romains indiquent les premiers jours des mois)

peut différer sensiblement. Toute la ceinture des constellations zodiacales est parcourue par Mars en 687 jours, par Jupiter, presqu'en 12 ans, par Saturne, en 29,5 ans. Ces trois planètes viennent périodiquement près du Soleil, deviennent alors invisibles, puis s'en écartent progressivement vers l'Ouest et décrivent la boucle dans la région du ciel opposée au Soleil. Ces planètes sont visibles à des heures différentes de la nuit. Uranus, Neptune et Pluton se déplacent d'une façon analogue.

Mercure et Vénus se trouvent toujours près du Soleil en s'éloignant de lui à tour de rôle à l'Ouest et à l'Est pas plus qu'à 28° (Mercure) et 48° (Vénus) pour faire avec lui en une année le tour du Zodiaque. La proximité du Soleil rend visibles ces planètes vers le matin dans la partie orientale du ciel et le soir dans sa partie occidentale. Leur mouvement rétrograde a également lieu au voisinage du Soleil et c'est ainsi que le mouvement apparent de Mercure et de Vénus se distingue de celui des autres planètes.

* Entre parenthèses sont données les valeurs du mouvement rétrograde en jours.

§ 46. Systèmes géocentriques du monde

Les penseurs de la Grèce ancienne en cherchant à se faire une idée sur la structure du monde (de l'Univers) et expliquer les mouvements apparents des astres créaient des modèles géométriques (des constructions) connues sous le nom de *modèles géocentriques du monde*, où une Terre fixe était placée au centre de l'Univers. Cette vue de la Nature était à l'époque parfaitement justifiée, puisqu'elle était suggérée par les observations de la rotation diurne uniforme du ciel. Le mouvement régulier suivant une circonférence était considéré comme parfait et était attribué à tous les corps célestes. Pour expliquer le déplacement du Soleil, de la Lune et les mouvements en boucle des planètes il fallait créer des constructions compliquées à partir des sphères géométriques de dimensions différentes. Chacun de ces astres était considéré comme reposant sur sa sphère propre animée d'une rotation uniforme, dont le centre se trouvait à la surface d'une autre sphère qui, elle aussi, tournait régulièrement. Au besoin on augmentait le nombre de sphères et on considérait que la dernière sphère de rayon maximal tourne autour de la Terre.

Eudoxe, astronome et mathématicien de la Grèce ancienne (près de 405-350 avant notre ère) expliquait les mouvements en boucle des planètes par la combinaison de 26 sphères géométriques. Le grand philosophe Aristote (384-322 avant notre ère) poussa le nombre de sphères jusqu'à 56 et déclara qu'elles sont transparentes, qu'elles existent réellement. Il considérait que la Terre sphérique constitue le centre de l'Univers délimité par la sphère de cristal porteuse des étoiles, et enseignait que le céleste diffère sensiblement du terrestre, que les corps célestes se composent de l'éther, substance porteuse de lumière, invariable et impondérable, et se déplacent uniformément suivant des cercles ; qu'un corps en rotation ne peut pas être le centre d'un mouvement rotatif d'autres corps du fait que dans ces conditions leurs trajectoires ne peuvent pas être circulaires.

Au IIIe siècle avant notre ère Aristarque de Samos (près de 310-230 avant notre ère) établit d'après les observations et les constructions géométriques complexes que le volume du Soleil est à peu près 340 fois plus grand que celui de la Terre, ce qui justifia son hypothèse de la Terre tournant autour du Soleil et de son mouvement diurne. Mais l'état de la science de l'époque et l'autorité d'Aristote empêchèrent l'assimilation correcte de cette hypothèse.

Au IIe siècle de notre ère (près de 140) Claude Ptolémée (près de 87-165), le grand astronome d'Alexandrie, tira le bilan des observations astronomiques poursuivies pendant de nombreux siècles. Il construisit son système géocentrique du monde et élabora la théorie mathématique du mouvement du Soleil, de la Lune et des planètes, qui avait permis de calculer les positions apparentes de ces astres.

Le système géocentrique du monde élaboré par Ptolémée est très compliqué. Son schéma simplifié est représenté sur la figure 39. Suivant la vitesse des déplacements apparents des astres Ptolémée les a répartis dans l'ordre suivant à partir de la Terre: la Lune, Mercure, Vénus, le Soleil, Mars, Jupiter, Saturne, puis venaient les étoiles reposant sur la sphère qui délimite l'Univers. Dès l'époque Mercure et Vénus situés dans le système de Ptolémée au-dessous du Soleil se nomment *inférieures*, et les autres planètes, *supérieures* *.

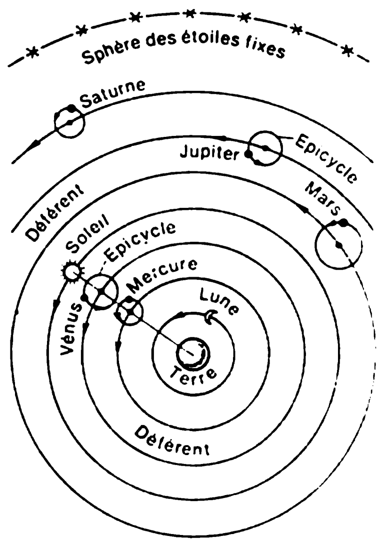


Fig. 39. Système géocentrique de Ptolémée

Dans le système de Ptolémée le lever et le coucher des astres s'expliquent par la rotation diurne de la sphère aux étoiles autour de la Terre. Le Soleil et la Lune se déplacent uniformément autour de la Terre dans le sens direct (de l'Ouest vers l'Est) suivant les grands cercles, les *déférents*, et les planètes se déplacent aussi uniformément dans le sens direct suivant les petits cercles, les *épicycles*, dont les centres également se déplacent d'un mouvement uniforme suivant les déférents dans le sens direct. Le mouvement sinueux des planètes s'explique par la combinaison de leur mouvement suivant les épicycles et les déférents. Pour expliquer le mouvement apparent des planètes inférieures Mercure et Vénus, Ptolémée a dû placer les centres de leurs épicycles sur la droite qui relie la Terre au Soleil et considérer que les périodes de leurs révolutions suivant les déférents sont égales, comme celle du Soleil, à un an. Pour ce qui est des planètes supérieures, leurs épicycles étaient disposés d'une autre façon et les périodes de leurs révolutions sur les déférents étaient différentes; par contre, la planète devait se déplacer suivant l'arc de l'épicycle le plus proche de la Terre (mouvement rétrograde) pendant la période de temps durant laquelle l'épicycle lui-même se trouvait dans la région du ciel opposée au Soleil. Ainsi, le mouvement des planètes était associé au Soleil et non pas à la Terre.

* Cette division des planètes en inférieures et supérieures s'est conservée jusqu'à nos jours, mais seulement à présent c'est l'orbite de la Terre qui les sépare. Il ne faut pas identifier les planètes inférieures aux planètes intérieures, et les planètes supérieures aux planètes extérieures (cf. § 44).

Le développement de la navigation maritime et l'orientation des navires loin des rivages imposait la composition des tables astronomiques qui indiqueraient les positions apparentes des planètes pour de nombreuses années à l'avance. Ces tables planétaires étaient calculées d'après le système géocentrique de Ptolémée, mais avec le temps, la précision des observations allant en croissant, on enregistrait de forts écarts entre les positions des planètes calculées et observées. Vers le milieu du XIIIe siècle la carence du système de Ptolémée est devenue évidente.

§ 47. Epoque de la Renaissance et révolution dans l'astronomie

Au cours du XIIIe et XIVe siècles on a vu apparaître les prémisses d'un nouveau régime social, du capitalisme. La fin du XIVe et le début du XVe siècles ont été l'époque où sont apparues de nouvelles relations sociales. Les entrepreneurs qui devenaient plus riches, les marchands, les artisans avaient besoin de nouveaux débouchés pour acquérir les matières premières et écouler des marchandises. La bourgeoisie devenue plus forte engageait la lutte contre le régime féodal qui entravait le développement des relations de production. Cette lutte se poursuivait non seulement dans l'économie, elle était aussi déclenchée en idéologie et portait sur la conception du monde, puisque les anciennes idées dans ce domaine rendaient impossible la victoire sur le féodalisme. En Europe **débutait** l'époque de la Renaissance.

L'astronomie a également subi de grandes transformations révolutionnaires; l'essor de cette science était défini non seulement par le développement de la vie économique, mais aussi par les progrès de l'idéologie qui devait dénigrer les idées imaginaires mystiques et religieuses sur la structure de l'Univers. Ces transformations révolutionnaires étaient déclenchées dans les sciences naturelles par Nicolas Copernic (1473-1543), grand savant polonais qui a conçu un système héliocentrique du monde qualitativement inédit.

Copernic a justifié sa théorie par son ouvrage *De revolutionibus orbium cœlestium libri VI* (« Des révolutions des orbites célestes ») terminé en 1535 et publié en 1543. Elle était fondée sur les principes suivants :

1) la Terre n'est pas le centre du monde, mais une planète ordinaire qui ne se distingue pas des autres planètes ;

2) le centre du monde est le Soleil autour duquel les planètes, y compris la Terre (fig. 40), tournent uniformément dans la direction directe sur des orbites circulaires ;

3) le mouvement annuel apparent du Soleil sur l'écliptique n'est pas réel, ce n'est que la réflexion de la révolution annuelle de la Terre autour du Soleil ;

4) la Terre tourne de l'Ouest vers l'Est autour de son axe incliné au plan de l'orbite terrestre;

5) autour de la Terre ne se déplace que la Lune;

6) le mouvement sinueux des planètes supérieures et leur station ne sont que des phénomènes apparents qui s'expliquent par la combinaison du mouvement direct des planètes avec le mouvement direct de la Terre à partir de laquelle on poursuit les observations.

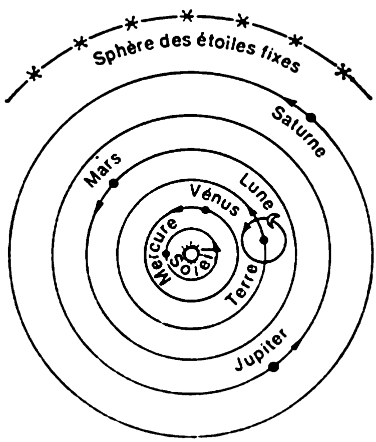


Fig. 40. Système géocentrique de Copernic

La position qu'occupent périodiquement les planètes dans le ciel par rapport au Soleil et les dimensions des boucles de leurs mouvements rétrogrades ont permis à Copernic de calculer la distance entre les planètes et le Soleil, en prenant pour unité de mesure le rayon de l'orbite terrestre: Mercure, 0,38; Vénus, 0,72; la Terre, 1,00; Mars, 1,52; Jupiter. 5,22; Saturne, 9,18. Ces distances sont proches de leurs valeurs actuellement admises.

Il est vrai qu'en partant du niveau de la science de l'époque Copernic ne pouvait pas fournir des preuves directes de la rotation diurne de la Terre et de sa révolution annuelle autour du Soleil. Mais son explication géniale bien simple du mouvement apparent du Soleil et des planètes justifiait pleinement sa théorie.

La théorie de Copernic plaçait la Terre considérée comme le centre du monde, à sa place de planète ordinaire, ce qui minait les idées enracinées pendant de nombreux siècles sur le monde et la théorie d'Aristote, sur la différence entre le céleste et le terrestre.

§ 48. Lutte pour la conception du monde héliocentrique

La simplicité et l'élégance du système de Copernic ont vite fait de lui gagner des partisans. Tant qu'ils étaient peu nombreux et l'hypothèse nouvelle elle-même n'était pas largement propagée, l'Eglise n'y prêtait pas attention et l'ouvrage de Copernic a paru en 1566 en deuxième édition. Mais lorsque vers la fin du XVIe siècle les idées de Copernic gagnèrent du terrain, le clergé y a vu l'atteinte au dogme chrétien, base du régime féodal.

L'un des propagandistes les plus passionnés de la théorie de Copernic a été le philosophe italien Giordano Bruno (1548-1600). Il s'est engagé dans la lutte déclarée contre la philosophie d'Aris-

tote, le géocentrisme de Ptolémée et l'hypocrisie du clergé, en se faisant le messager de la théorie de Copernic et en poursuivant son développement. Dans ses ouvrages et interventions publiques Bruno avançait des idées inédites sur la nature des étoiles et considérait avec raison que ce sont des soleils éloignés qui se meuvent dans l'espace infini de l'Univers. D'après Bruno, de nombreuses étoiles sont entourées de planètes sur lesquelles, tout comme sur la Terre, il existe une vie douée de raison.

Pour la propagande des idées matérialistes Bruno a été arrêté par l'Inquisition, torturé et après une réclusion de huit ans brûlé vif à Rome * le 17 février 1600 en présence de pape Clément VIII.

Le développement ultérieur de la théorie de Copernic est associé aux noms de deux grands savants, le physicien et l'astronome italien Galiléo Galilée (1564-1642) et le mathématicien et astronome autrichien Johannes Kepler (1572-1630).

Galilée a été le premier à appliquer un télescope pour l'étude des astres célestes. Au mois de mai de 1609 il a appris qu'aux Pays-Bas sont apparues des lunettes; bientôt il a utilisé lui-même des lentilles optiques pour confectionner quelques petits télescopes. Le meilleur d'entre eux était de 54 mm d'ouverture, long de 1245 mm; il permettait d'obtenir un grossissement de 30 fois. Ce télescope a rendu possibles les grandes découvertes de Galilée, qui ont confirmé la théorie de Copernic et détruit l'autorité d'Aristote et de Ptolémée. Au mois d'août 1609 Galilée a découvert à la surface de la Lune des montagnes et des dénivellements sombres appelés par la suite mers **. La théorie d'Aristote sur la différence entre le céleste et le terrestre, sur l'éther, substance porteuse de la lumière dont soi-disant étaient constituées les astres célestes, s'est effondrée. La Lune s'est avérée être un corps aussi matériel et froid que la Terre. A la fin de 1609 et au début de 1610 Galilée a exploré au télescope la Voie Lactée déclarée par Aristote anneau nébulaire dans l'atmosphère terrestre et a refuté cette vue: la Voie Lactée s'est avérée être une condensation d'un nombre énorme d'étoiles faibles. Le 7 janvier 1610 Galilée a découvert au télescope quatre satellites à Jupiter, à peu près de magnitude 5, et jusqu'au 26 janvier il a scrupuleusement observé leur mouvement. Cette découverte démontrait qu'un corps mouvant (Jupiter) pouvait être le centre de rotation d'autres corps et réfutait la théorie d'Aristote qui attribuait la propriété d'être le centre du mouvement d'autres corps qu'à un corps fixe. Ceci permettait de tirer que la Terre, elle aussi, pouvait tourner autour du Soleil, tout en constituant elle-même le centre de rotation de la Lune. Ces dé-

* A la place des Fleurs à Rome a été inauguré un monument portant cette inscription: « Le 9 juin 1889. A Giordano Bruno. Du siècle qu'il a prédit là où a été allumé son bûcher ».

** Ces noms ont été donnés aux dénivellements par Jan Hevelius (1611-1686), astronome polonais, dans son ouvrage *Sélénographie* publié en 1647.

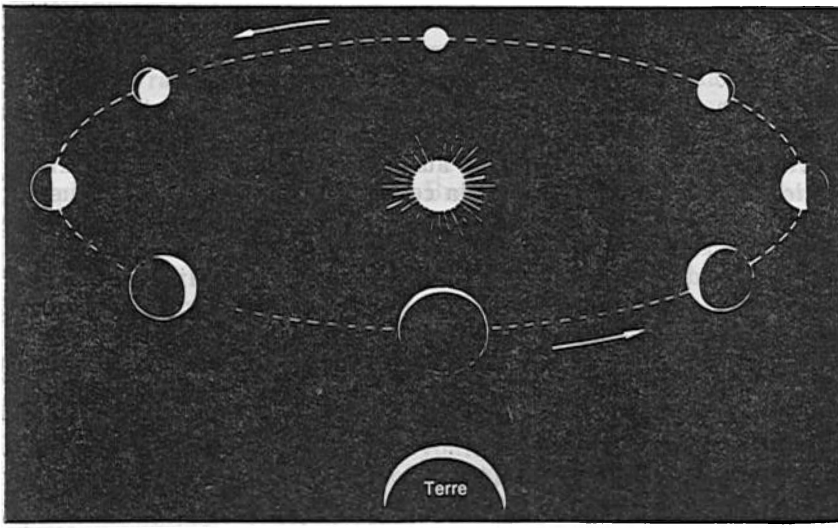


Fig. 41. Phases de Vénus

couvertes ont été décrites par Galilée en mars 1610 dans son *Messager stellaire*, où il justifiait vaillamment la théorie de Copernic.

En automne de 1610 Galilée a découvert des taches au Soleil et un peu plus tard, d'après leur déplacement, la rotation du Soleil. Ce même automne Galilée a révélé les phases de Vénus (fig. 41). Les phases elles-mêmes témoignaient de la ressemblance de Vénus à la Terre et la Lune, et la succession de leurs changements démontrait la révolution de la planète autour du Soleil.

Les découvertes de Galilée ont porté un coup puissant à la conception du monde géocentrique de l'Eglise et ont contribué à la reconnaissance de la théorie de Copernic. Ses découvertes, Galilée les décrivait non seulement dans ses livres publiés, il les confirmait aussi par des démonstrations directes au télescope. Le clergé en a pris peur puisqu'il s'agissait non plus de vues personnelles d'un savant sur la nature, mais de la propagande de masse de la conception du monde héliocentrique. En 1616 les ouvrages de Galilée, de Copernic, de Bruno et de leurs disciples ont été frappés d'interdiction. Mais Galilée continuait à propager la conception du monde matérialiste et en 1633, à l'âge presque de 70 ans il a été incarcéré et mis en jugement par l'Inquisition. Galilée a été forcé de dénier ses « erreurs » et a été condamné à la réclusion perpétuelle, remplacée par l'interdiction de quitter son domicile. Jusqu'à la fin de sa vie Galilée se trouvait sous la surveillance de l'Inquisition. Ce n'est

qu'en 1833, et encore sous la pression des savants, que l'Eglise catholique a levé l'interdiction sur les ouvrages des disciples de Copernic, alors que le verdict rigoureux de Galilée n'a été infirmé qu'en ...1972 (!).

La lutte contre la théorie de Copernic était également poursuivie par l'Eglise orthodoxe. Un manuscrit décrivant le système héliocentrique est apparu en Russie au milieu du XVIIe siècle, mais sa publication a été interdite par la censure du clergé. Ce n'est que sur l'ordre de Pierre Ier en 1717 qu'a été publiée la traduction du livre du physicien hollandais C. Huygens (1629-1695), où l'auteur exposait la théorie de Copernic, et que le clergé a dû affaiblir quelque peu la lutte contre la théorie de Copernic. Après la mort de Pierre Ier le clergé orthodoxe a repris la persécution des adeptes de l'héliocentrisme. Le Saint Synode (organisme supérieur de l'administration ecclésiastique en Russie) a interdit la propagande quelle qu'elle soit de la théorie de Copernic en s'efforçant d'arrêter l'essor de la pensée scientifique en Russie.

Mikhaïl Lomonossov (1711-1765) a été le premier à intervenir ouvertement contre cette interdiction; il s'efforçait de dégager les opinions scientifiques des liens que leur imposait la censure du clergé. Dans ses nombreux ouvrages, par exemple, dans sa lettre *Sur l'utilité du verre* (1752), il se prononçait ouvertement pour le système héliocentrique du monde. En 1755, sur l'initiative de Lomonossov l'Académie des Sciences a entrepris l'édition d'une revue de vulgarisation scientifique * qui publiait des articles sur les sciences naturelles, y compris sur l'astronomie. Le Synode a déclaré cette revue impie et en 1757 a présenté à l'impératrice Elisabeth une demande pour punir Lomonossov qui poursuivait une activité « blasphémante ». Cette demande est restée sans suite.

L'activité impétueuse de Lomonossov pour la protection et la propagation de la théorie de Copernic a fait que cette théorie a été reconnue en Russie et dès 1762 par des livres et des articles était rendue accessible aux larges milieux de lecteurs.

La conception du monde héliocentrique a été confirmée par les lois du mouvement des planètes découvertes par Kepler.

§ 49. Lois du mouvement des planètes

Johannes Kepler était un partisan fervent du système héliocentrique; il essayait d'abord de le perfectionner par des moyens purement géométriques décrits dans son premier livre *Précurseur des œuvres cosmographiques* connu également sous le nom de *Mystère de cosmographie* (1596). Ses tentatives ont avorté, mais les calculs compliqués que contenaient ses ouvrages ont fait à Kepler un nom

* Son titre était *Œuvres mensuelles composées pour l'utilité et le divertissement.*

et ont attiré l'attention de Tycho Brahé (1546-1601), grand astronome danois qui est venu à Prague de Danemark. Jusque-là Brahé travaillait depuis 1576 dans l'observatoire astronomique *Uraniborg* (Palais d'Uranie) de l'île de Hveen dans le détroit de la Sonde.

Sur l'invitation de Brahé Kepler s'est rendu à Prague en juin 1600 pour participer à la composition de nouvelles tables planétaires. A cet effet la documentation était fournie par les observations des planètes réalisées par Tycho Brahé en 1580-1597 à Uraniborg et en 1599-1600 à Prague. A ces observations Kepler a ajouté ses propres observations de Mars réalisées en 1602 et 1604. Il en résultait que Kepler avait à sa disposition les résultats des observations de Mars pendant 12 périodes de sa révolution autour du Soleil.

En utilisant les calculs de Copernic, Kepler a représenté d'abord les orbites de la Terre et de Mars comme des circonférences de rayons 1 et 1,52, et pour expliquer le déplacement irrégulier du Soleil sur l'écliptique, il l'a déplacé par rapport au centre de l'orbite terrestre à 1/59 (ou 0,017) partie de son rayon. Mais ses nombreuses tentatives de matérialiser l'orbite de Mars comme une circonférence de centre au Soleil ou en dehors du Soleil se sont avérées infructueuses: les positions calculées de la planète ne coïncidaient pas avec les observations. Alors Kepler a rejeté la conviction implantée par plusieurs siècles sur le mouvement circulaire et régulier des planètes et a tenté de choisir pour Mars une orbite plus convenable; une orbite elliptique avec le Soleil en l'un des foyers, d'excentricité $e = 0{,}091$ s'est avérée meilleure que les autres. Par conséquent, la position du Soleil adoptée par Kepler hors du centre de l'orbite terrestre signifiait que la Terre se déplace aussi suivant une orbite elliptique de faible excentricité $e = 0{,}017$ et que son mouvement, tout comme celui de Mars, est irrégulier. Il en est de même pour les autres planètes.

Les lois découvertes par Kepler ont été rendues publiques dans son ouvrage *Astronomia nova* (1609) et sont connues actuellement sous les noms de *première* et *deuxième lois empiriques de Kepler*.

Première loi. Toutes les planètes décrivent autour du Soleil des orbites elliptiques dont l'un des foyers est occupé par le Soleil.

Il s'ensuit que toutes les orbites de planètes ont un foyer commun reposant au centre du Soleil, alors que les plans des orbites sont inclinés l'un à l'autre et se coupent suivant des lignes droites qui passent par ce centre.

La figure 42 représente une orbite elliptique avec le Soleil en l'un de ses foyers. Son grand axe $A\Pi = 2a$; le centre est en O; le *demi-grand axe* $AO = O\Pi = a$ et la distance demi-focale $OC = c$. Le point de l'orbite le plus proche du Soleil (Π) s'appelle *périhélie*, et le plus éloigné (A), *aphélie*; ces deux points reposent sur le grand axe de l'orbite et s'appellent *apsides*, alors que le grand axe lui-même porte le nom de la *ligne des apsides*. Dans le mouvement de la planète (P) autour du Soleil, sa *distance héliocentrique* (jusqu'au

Soleil) appelée *rayon vecteur* ($r = CP$) varie, et à tout instant la position de la planète sur l'orbite est déterminée par le rayon vecteur (r) et l'*anomalie vraie* ($\vartheta = \angle \Pi CP = \widehat{\Pi P}$), c'est-à-dire par l'éloignement angulaire par rapport au périhélie compté dans le sens du mouvement de la planète. Le rayon vecteur r et l'anomalie vraie ϑ sont associés par l'équation de l'ellipse

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos\vartheta}, \tag{5.1}$$

où a est le demi-grand axe et $e = c/a$, l'excentricité de l'orbite. L'intervalle de temps pendant lequel la planète effectue un tour

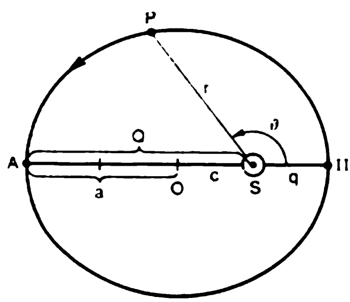


Fig. 42. Orbite elliptique

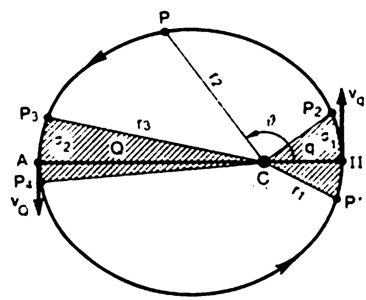


Fig. 43. Deuxième loi de Kepler

complet sur l'orbite s'appelle *période de révolution sidérique*. Pendant cette période l'anomalie vraie ϑ change de 0 à 360°, et le rayon vecteur r de la valeur minimale q (avec $\vartheta = 0°$) appelée *distance périhélique* ($q = C\Pi$), jusqu'à la valeur maximale Q (avec $\vartheta = 180°$), appelée *distance aphélique* ($Q = CA$). On voit sans peine que

la distance au périhélie

$$q = a - c = a(1 - e), \tag{5.2}$$

la distance à l'aphélie

$$Q = a + c = a(1 + e), \tag{5.3}$$

alors que le demi-grand axe de l'orbite

$$a = \frac{q+Q}{2}$$

constitue précisément la distance moyenne entre la planète et le Soleil.

La distance héliocentrique moyenne de la Terre égale au demi-grand axe (a_0) de son orbite, prise pour unité des distances dans le Système solaire, s'appelle *unité astronomique* (u.a.). D'après les mesures récentes l'unité astronomique $a_0 = 1$ u.a. $= 149{,}6 \cdot 10^6$ km.

Deuxième loi (loi des aires). Le rayon vecteur de la planète balaye des aires proportionnelles au temps. Si pendant l'intervalle de temps Δt_1 la planète parcourt la voie $P'P_2$ (fig. 43) et pendant l'in-

tervalle de temps Δt_2, la voie P_3P_4, pour les mêmes intervalles de temps le rayon vecteur balayera les aires σ_1 (aire du secteur $P'CP_2$) et σ_2 (aire du secteur P_3CP_4), de plus

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2}=\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}. \tag{5.4}$$

L'aire balayée par le rayon vecteur par unité de temps s'appelle *vitesse aréolaire*. L'égalité (5.4) entraîne que cette vitesse

$$v=\frac{\sigma_1}{\Delta t_1}=\frac{\sigma_2}{\Delta t_2}=\ldots=\frac{\sigma_n}{\Delta t_n}=\text{const.}$$

C'est pourquoi la deuxième loi de Kepler est énoncée souvent de la façon suivante: la vitesse aréolaire d'une planète est une grandeur constante.

Pendant la période sidérique T de la révolution de la planète son rayon vecteur balayant une aire d'ellipse

$$\sigma=\pi ab=\pi a^2\sqrt{1-e^2},$$

la vitesse aréolaire

$$v=\frac{\sigma}{T}=\frac{\pi a^2\sqrt{1-e^2}}{T}.$$

La deuxième loi de Kepler est un cas particulier de la loi générale de conservation de la quantité de mouvement (d'après la terminologie actuelle des physiciens, le moment cinétique). Ceci fait que la planète se déplace à la vitesse maximale v_q au périhélie et à la vitesse minimale, v_Q à son aphélie. Entre les apsides la vitesse de la planète change progressivement en diminuant avec l'augmentation de son rayon vecteur.

Les deux lois de Kepler résolvent le problème du mouvement de chaque planète à elle. Il est naturel que l'idée est venue à Kepler qu'il existe une loi qui associe toutes les planètes en un système unique harmonieux. Ce n'est qu'en 1618 qu'il a trouvé et rendu publique dans son ouvrage *Harmonices mundi* (1619) cette loi connue sous le nom de troisième loi empirique de Kepler.

Troisième loi. Les carrés des périodes sidériques de la révolution des planètes sont proportionnels aux cubes de leurs distances moyennes du Soleil (des cubes des demi-grands axes de leurs orbites).

Si pour une planète la période sidérique de révolution est T_1 et la distance héliocentrique moyenne a_1, et pour une autre, les grandeurs correspondantes sont T_2 et a_2, alors

$$\frac{T_1^2}{T_2^2}=\frac{a_1^3}{a_2^3}, \tag{5.5}$$

d'où

$$\frac{T_1^2}{a_1^3}=\frac{T_2^2}{a_2^3}=\frac{T_3^2}{a_3^3}=\ldots=\frac{T^2}{a^3}=C, \tag{5.6}$$

où C est une grandeur constante pour tout le Système solaire, appelée *constante de la troisième loi de Kepler*, dont la valeur numérique dépend des unités de mesure adoptées. Ainsi, si T est exprimé en périodes de révolution de la Terre (en années sidérales et a, en unités astronomiques (u.a.), alors pour la Terre $T = 1$ et $a = 1$, d'où $C = 1$, et pour toute la planète

$$T^2 = a^3, \tag{5.7}$$

ce qui permet d'après les périodes de révolution autour du Soleil (en années sidérales) connues des observations de calculer tout de suite les distances héliocentriques moyennes (en u.a.) des corps célestes.

Dans l'expression de la troisième loi de Kepler ne figure pas l'excentricité des orbites. Aussi, quelle que soit l'allongement des orbites elliptiques, si les demi-grands axes des orbites sont égaux, les périodes de révolution suivant ces orbites sont les mêmes.

Conformément à la tradition historique, les lois de Kepler sont énoncées jusqu'à présent comme celles du mouvement des planètes, mais leur application est en réalité bien plus large (cf. chapitres VI à VIII).

§ 50. Eléments des orbites elliptiques

Pour l'étude du mouvement des corps célestes autour du Soleil on retient comme plan principal le plan de l'orbite terrestre (plan de l'écliptique). Supposons qu'un corps se déplace autour du Soleil S suivant une orbite elliptique $Af\Pi g$ (A est l'aphélie, Π, le périhélie) qui repose dans le plan GF coupé par le plan de l'écliptique $\mathcal{E}\mathcal{E}'$ suivant la droite ☊C☋ passant par le Soleil et appelée *ligne des nœuds* de l'orbite (fig. 44). L'orbite d'un corps est caractérisée par cinq éléments. Le premier élément est l'*inclinaison* i de l'orbite qui est l'angle entre le plan de l'orbite et le plan de l'écliptique. Pour le mouvement direct $0° < i < 90°$, et pour le mouvement rétrograde (c'est-à-dire à la rencontre de la Terre) $90° < i < 180°$. La ligne des nœuds est coupée par l'écliptique en deux points diamétralement opposés ☊ et ☋ appelés *nœuds de l'orbite*. L'un d'eux est le nœud

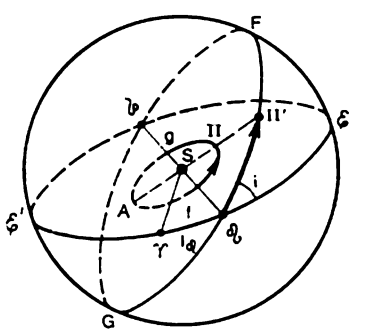


Fig. 44. Eléments de l'orbite elliptique

ascendant ☊; en ce point le corps coupe l'écliptique en passant de l'hémisphère écliptique Sud dans l'hémisphère écliptique Nord. Dans le nœud opposé, *descendant* ☋, le corps passe de l'hémisphère écliptique Nord dans l'hémisphère écliptique Sud. La position de la ligne des nœuds est déterminée par le deuxième élément de l'orbite, la *longitude héliocentrique* $l_{☊}$ = ♈☊ du nœud ascendant, c'est-à-dire l'angle au Soleil mesuré par l'arc de l'écliptique entre le point vernal ♈ dans la direction de l'Est (dans le sens contraire à l'horloge).

Le troisième élément de l'orbite indique la position de son grand axe $AC\Pi$ dans le plan de l'orbite; il s'appelle *argument du périhélie* ω = ☊Π' et est compté dans le plan de l'orbite à partir du nœud ascendant ☊ dans le sens du mouvement du corps jusqu'à la projection Π' du périhélie sur la sphère céleste. Le quatrième élément de l'orbite est son demi-grand axe a, et le cinquième, l'excentricité e. Pour déterminer la position du corps céleste sur son orbite on donne l'instant T' du passage du corps par le périhélie.

Les éléments des orbites se calculent d'après les multiples observations des positions apparentes des corps célestes. Le mouvement de la Terre est établi d'après le mouvement annuel apparent du Soleil. L'inclinaison de l'orbite terrestre $i = 0°$; les nœuds n'existent pas; la longitude du périhélie $l_\pi = 103°$, $a = a_0 = 1$ u.a. et $e = 0{,}0167$ (valeur approchée $e = 0{,}017$).

L'excentricité de l'orbite terrestre se calcule d'après les déplacements diurnes maximal $n_{\max}$ et minimal $n_{\min}$ du Soleil sur l'écliptique, qui traduit le mouvement de la Terre (cf. § 22). Au début du mois de janvier $n_{\max} = 61'$ (la Terre est au périhélie), et au début du mois de juillet, $n_{\min} = 57'$ (la Terre est à l'aphélie). D'après la deuxième loi de Kepler, au périhélie la vitesse de la Terre est maximale $v_q = n_{\max}\cdot q$; et en aphélie elle est la plus faible: $v_Q = n_{\min}\cdot Q$; de plus, en vertu de la loi de la conservation du moment cinétique

$$v_q\cdot q = v_Q\cdot Q \text{ ou } n_{\max}\cdot q^2 = n_{\min}\cdot Q^2,$$

d'où en utilisant les formules (5.2) et (5.3),

$$\frac{1+e}{1-e} = \sqrt{\frac{n_{\max}}{n_{\min}}} = \sqrt{\frac{61'}{57'}} = 1{,}03397 \quad \text{et} \quad e = 0{,}0167.$$

Les excentricités des orbites planétaires du Système solaire sont relativement peu grandes, de 0,0068 (Vénus) à 0,0934 (Mars). L'exception ne présentent que les orbites de Mercure ($e = 0{,}2056$) et de Pluton ($e = 0{,}2534$).

Les éléments des orbites planétaires sont consignés dans l'annexe I.

§ 51. Configurations et conditions de visibilité des planètes

Les positions mutuelles des corps du Système solaire s'appellent *configurations*. Dans ce qui suit nous examinons seulement par rapport au Soleil les configurations des planètes, du fait que pour les autres corps elles sont analogues.

Représentons dans le plan de l'écliptique (fig. 45) le Soleil (S), l'orbite de la Terre (T), la projection de l'orbite de la planète (P) et la direction vers le point vernal (♈) à partir du Soleil et de la Terre. La *longitude* écliptique comptée pour la Terre à partir de ♈ est dite *géocentrique* λ, et pour le Soleil, *héliocentrique* l. La longitude géocentrique du Soleil $\lambda_{\odot}$ et héliocentrique de la Terre l_0 sont liées par la relation

$$\lambda_{\odot} = 180° + l_0. \qquad (5.8)$$

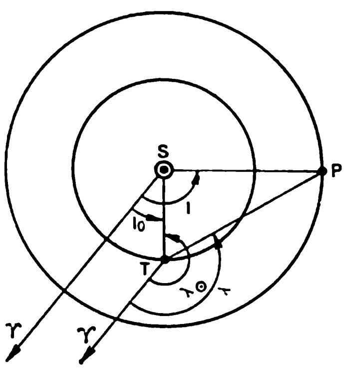


Fig. 45. Longitude héliocentrique l et longitude géocentrique λ.

Les conditions de visibilité des planètes dépendent de leurs configurations par rapport au Soleil, qui sont différentes pour les planètes inférieures et supérieures. La forme elliptique des orbites rend légèrement différentes les distances héliocentriques et géocentriques des planètes même dans le cas des configurations analogues.

Configurations des planètes inférieures. Les planètes inférieures, Mercure et Vénus, se trouvent plus près du Soleil que la Terre et se meuvent autour de lui à une vitesse plus grande, leurs périodes de révolution étant plus petites que celle de la Terre. La figure 46 représente le Soleil (S), les positions correspondantes de la planète inférieure (*1*, *2*, *3*, . . .) et de la Terre (T_1, T_2, T_3, . . .) sur leurs orbites, et la direction de la rotation diurne du ciel de l'Est (E) vers l'Ouest (W). La configuration *1* à laquelle la planète passe entre le Soleil et la Terre (T_1) s'appelle *conjonction inférieure*: la longitude géocentrique de la planète est égale à la longitude géocentrique du Soleil $\lambda = \lambda_{\odot}$, sa longitude héliocentrique, à la longitude héliocentrique de la Terre $l = l_0$. la distance géocentrique (la distance jusqu'à la Terre) est minimale et le diamètre angulaire (apparent) de la planète est maximal. L'inclinaison de l'orbite fait que la planète se situe dans le ciel un peu au Nord ou au Sud du Soleil, mais si la conjonction inférieure se produit près des nœuds de l'orbite, la planète se projette sur le disque solaire. Un tel passage de la planète devant le Soleil est un phénomène rare: pour Mercure ceci se produit seulement aux mois de mai et de novembre tous les 13

et 7 ans, l'intervalle de temps entre les passages successifs de mai et de novembre peut être de 3,5 ans (un tel passage a eu lieu le 10 novembre 1973, les suivants doivent se produire le 13 novembre 1986 et le 6 novembre 1993); pour Vénus ceci a lieu aux mois de juin et de décembre, les événements se suivant tous les 8 ans, 105,5 ans, 8 ans et 121,5 ans (la dernière fois c'était le 6 décembre 1882, les passages suivants auront lieu le 8 juin 2004 et le 6 juin 2012).

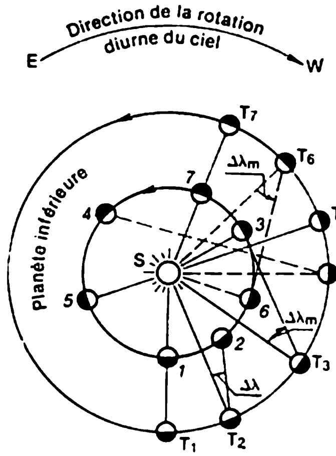


Fig. 46. Configurations des planètes inférieures

Près de la conjonction inférieure la planète se déplace dans le ciel d'un mouvement rétrograde (qui coïncide avec la direction du mouvement direct dans l'espace), monte peu au-dessus de l'horizon pendant la journée et se trouve tout près du Soleil, ce qui la rend invisible à l'œil nu. Elle est tournée vers la Terre par son hémisphère obscur et aux télescopes on voit sa phase en croissant (cf. fig. 41). Puis la Terre se déplace en T_2 et la planète en position *2* pour s'écarter vers l'Ouest (à droite) par rapport au Soleil; alors vient l'*élongation occidentale* pour laquelle $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_\odot < 0$ et $l > l_0$. La planète disparaît à l'horizon avant le Soleil et se lève avant le lever du Soleil; elle est donc visible aux heures précédant le matin dans la partie orientale du ciel (*visibilité matinale*). La convexité de sa phase en croissant est tournée vers l'Est (vers le Soleil). Avec l'augmentation de l'élongation occidentale la phase de la planète croît, la durée de sa visibilité et la distance géocentrique augmentent, alors que les dimensions angulaires diminuent. Bientôt se reproduit la station de la planète, le mouvement rétrograde se transforme en mouvement direct, pour atteindre ensuite le *maximum de l'élongation occidentale* $\Delta\lambda_m = (\lambda_\odot - \lambda)_m$, lorsque la droite qui relie la Terre à la planète devient tangente à l'orbite de cette dernière et $l - l_0 = 90° - \Delta\lambda_m$ (cf. fig. 45, position *3*). Maintenant on voit la moitié de la planète (phase $\Phi = 0,50$) et avant le matin la durée de sa visibilité est généralement (pas toujours) la plus grande.

Après l'élongation occidentale maximale la planète s'approche du Soleil de l'Ouest (position *4*), son élongation diminue, la phase croît, la distance géocentrique augmente et la durée de sa visibilité matinale diminue jusqu'à ce que près de la configuration appelée *conjonction supérieure* (position *5*) la planète devient invisible à

l'œil nu. En conjonction supérieure la planète se trouve derrière le Soleil (au Sud ou au Nord de ce dernier), sa $\lambda = \lambda_\odot$, $l - l_0 = 180°$, la distance géocentrique est maximale, le diamètre angulaire est minimal et la phase $\Phi = 1$, du fait qu'en regard de la Terre se trouve éclairé tout l'hémisphère de la planète. Ensuite la planète s'écarte vers l'Est (à gauche du Soleil) pour amorcer son *élongation orientale* lorsque $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_\odot > 0$ et $l < l_0$, la distance géocentrique et la phase diminuent, alors que le diamètre angulaire augmente; la planète se couche après le coucher du Soleil et on la voit le soir dans la partie occidentale du ciel. Avec l'élongation orientale maximale (position *6*) $\Delta\lambda_m = (\lambda - \lambda_\odot)_m$, $l_0 - l = 90° - \Delta\lambda_m$, la phase $\Phi = 0{,}50$ (la convexité est tournée vers l'Ouest, vers le Soleil) et les conditions de visibilité du soir sont ordinairement les plus favorables. Ensuite la planète en venant de l'Est s'approche progressivement du Soleil, sa phase prend la forme d'un croissant, la durée de la visibilité du soir diminue, de nouveau survient la station, le mouvement direct est remplacé par un mouvement rétrograde et enfin a lieu une conjonction inférieure successive (position *7*).

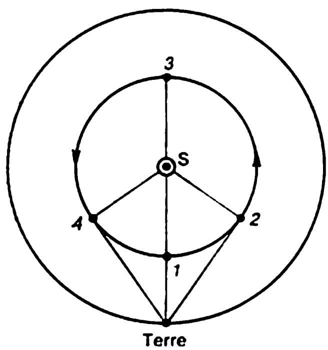


Fig. 47. Schéma des configurations des planètes inférieures

Les configurations principales des planètes inférieures sont schématisées sur la figure 47, où les flèches sur l'orbite de la planète visualisent la succession de ses configurations, qui coïncide avec la direction de son mouvement: *1* — conjonction inférieure; *2* — élongation occidentale maximale; *3* — conjonction supérieure; *4* — élongation orientale maximale.

Au cours de la succession des configurations le diamètre de Mercure varie de 5 à 12″, et l'intensité de son éclat de 100 fois ou à peu près de $+3^m$ (en conjonction inférieure) à -2^m, la planète devenant ainsi plus brillante que Sirius; pour Vénus c'est respectivement de 10 à 63″ et de $-2^m,7$ à $-4^m,4$.

La forme elliptique des orbites planétaires fait que la valeur des élongations maximales n'est pas constante. Pour Mercure elle varie de 18° (au périhélie) à 28° (à l'aphélie), la valeur moyenne étant $22°{,}8 \approx 23°$; pour Vénus, de 45° à 48° (valeur moyenne $46{,}3° \approx 46°$). Les deux planètes ne s'écartent pas beaucoup du Soleil, ce qui les rend invisibles la nuit. La durée de leur visibilité le matin et le soir ne dépasse pas pour Vénus quatre heures, et pour Mercure, une heure et demie, cette planète n'étant souvent visible que sur le fond

de l'aube. Ordinairement, les conditions de la visibilité du soir sont les meilleures au printemps, lorsque le soir l'écliptique monte haut au-dessus de l'horizon, et celles de la visibilité du matin, en automne, lorsque cette position de l'écliptique s'observe le matin. Pourtant, si la déclinaison de la planète est inférieure à celle du Soleil, alors même si l'élongation est maximale, la durée de la visibilité de la planète diminue sensiblement et parfois même Mercure reste simplement invisible, se levant et se couchant quand il fait jour.

Configurations des planètes supérieures. Ces planètes se déplacent au-delà de l'orbite terrestre et leur vitesse est inférieure à la vitesse de la Terre. En *conjonction* * la planète se trouve derrière le Soleil, un peu au Nord ou au Sud de ce dernier, sa $\lambda = \lambda_{\odot}$ et $l - l_0 = 180°$ (fig. 48, position *1* de la planète et position T_1 de la Terre; S, le Soleil). Si la conjonction a lieu près du nœud de l'orbite, la planète passe derrière le disque solaire. Près de la conjonction, la planète se lève et se couche presqu'en même temps que le Soleil et reste donc invisible. Sa distance géocentrique est alors maximale et le diamètre du disque, minimal.

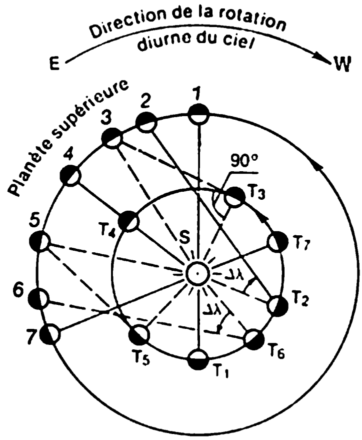


Fig. 48. Configurations des planètes supérieures

Le mouvement de la Terre fait que le Soleil se déplace sur l'écliptique vers l'Est plus vite que la planète qui en se déplaçant dans le même sens direct retarde sur le Soleil vers l'Ouest (position *2*) et devient visible dans la partie orientale du ciel peu avant son lever. Avec l'augmentation de l'élongation occidentale la planète se lève chaque jour plus tôt, la durée de sa visibilité augmente, la distance géocentrique diminue et le diamètre angulaire devient plus grand. Lorsque l'élongation occidentale atteint $\Delta\lambda = \lambda_{\odot} - \lambda = 90°$ il survient la configuration appelée *quadrature occidentale* (position *3*), lorsque la planète se lève près du minuit. En se déplaçant dans le sens direct et en retardant progressivement sur le Soleil ($\Delta\lambda = \lambda_{\odot} - \lambda > 90°$) la planète se retrouve dans le ciel du côté opposé au Soleil; c'est l'époque de l'*opposition* de la planète. Pendant cette époque la planète se trouve par rapport au Soleil à $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{\odot} = 180°$ et sa $l = l_0$ (position *4*).

* Les planètes supérieures n'ont pas de conjonction inférieure; il n'y a donc aucun sens d'attribuer à la conjonction un adjectif.

L'époque de l'opposition est la plus favorable pour l'observation: la planète se lève le soir, est visible toute la nuit, se rapproche au maximum de la Terre, ce qui rend le plus grand son diamètre angulaire. La Terre devance alors la planète et il semble de la Terre que la planète s'arrête (*station*), puis un certain temps se déplace d'un mouvement rétrograde, se retrouve de nouveau en station, pour poursuivre ensuite son mouvement direct. Sur la figure 49 les mêmes chiffres marquent les positions de la Terre et de la planète sur leurs orbites à des moments définis, ainsi que les positions apparentes respectives de la planète dans le ciel stellaire: le mouvement direct de la planète (*1* → *2* → *3*) succède au mouvement rétrograde (*3* → *4* → *5*) pour redevenir mouvement direct (*5* → *6* → *7*). Au moment de l'opposition la planète se trouve au milieu de l'arc du mouvement rétrograde (position *4*). L'inclinaison de l'orbite fait que la trajectoire apparente de la planète se présente sous la forme d'une boucle. Ainsi, la trajectoire bouclée des planètes supérieures traduit non pas un mouvement réel, mais un mouvement apparent (parallactique), les dimensions de la boucle étant inversement proportionnelles à la distance géocentrique.

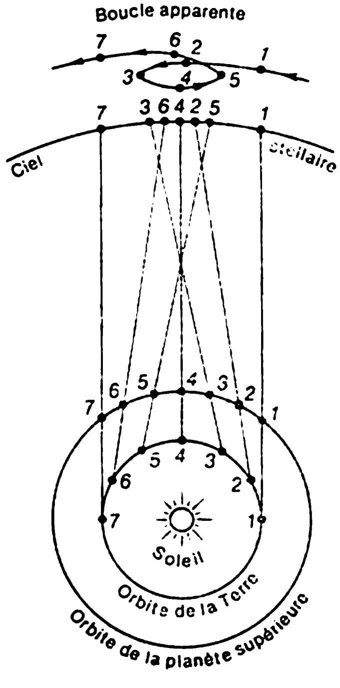


Fig. 49. Mouvement rétrograde d'une planète supérieure

Après l'opposition la planète se rapproche progressivement du Soleil qui s'en approche de l'Ouest, repose dans le ciel à l'Est, à gauche du Soleil et devient visible le soir après son coucher. Chaque jour le coucher de la planète arrive plus tôt, sa distance géocentrique augmente et ses dimensions apparentes diminuent. Lorsque l'élongation orientale de la planète par rapport au Soleil diminue jusqu'à $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{\odot} = 90°$, la configuration s'appelle *quadrature orientale*, la planète se couchant alors près du minuit (v. fig. 48, position *5*). Enfin, elle devient visible déjà sur le fond de l'aube du soir, puis disparaît dans les rayons solaires, c'est sa conjonction suivante (position *7*).

Les configurations principales d'une planète supérieure sont

représentées sur la figure 50, où les flèches indiquent leur succession : *1* — conjonction ; *2* — quadrature occidentale ; *3* — opposition ; *4* — quadrature orientale. Cette succession est opposée à la direction du mouvement orbital de la planète.

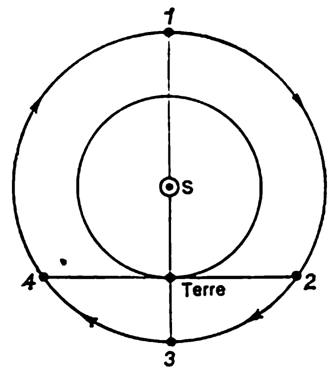


Fig. 50. Schéma des configurations des planètes supérieures

Les conditions de visibilité des planètes supérieures dépendent de leur position dans les constellations zodiacales. Même aux époques des oppositions ces conditions sont très variées : elles sont meilleures en hiver, lorsque les planètes se déplacent dans les constellations du Taureau, des Gémeaux et du Cancer, se lèvent haut et la plus grande partie du jour sont visibles au-dessus de l'horizon, en raison des nuits d'hiver si longues. Pour ce qui est des oppositions d'été, elles sont les plus défavorables, du fait qu'elles ont lieu dans les constellations du Scorpion, du Sagittaire et du Capricorne, dont la trajectoire diurne au-dessus de l'horizon est relativement basse, alors que les nuits courtes d'été réduisent encore la visibilité des planètes.

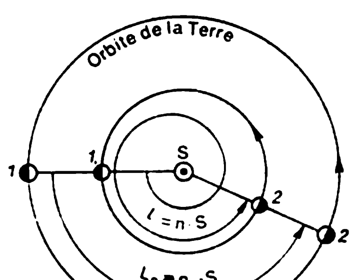


Fig. 51. Conjonctions inférieures successives (*1* et *2*) d'une planète inférieure (en une période de révolution synodique)

§ 52. Equation du mouvement synodique

Les configurations de même nom des planètes apparaissent en points différents de leurs orbites. La période de succession des configurations s'appelle *période de révolution synodique*, différente de la période sidérale. Soit T, la période sidérale de révolution de la planète et T_0, celle de révolution de la Terre (année sidérale). L'arc moyen parcouru par la planète sur l'orbite en un jour s'appelle mouvement moyen $n = 360° : T$, il est analogue au mouvement moyen de la Terre $n_0 = 360° : T_0$.

Pour les planètes inférieures $T < T_0$ et $n > n_0$. Les conjonctions de même nom, par exemple, les conjonctions inférieures (fig. 51), reviennent dans une période synodique S_{syn} pendant laquelle la

Terre parcourt l'arc

$$L_0 = n_0 \cdot S_{syn} = \frac{360^\circ}{T_0} \cdot S_{syn},$$

alors que la planète, après avoir dépassé la Terre, effectue un tour (360°) autour du Soleil et attrape la Terre, c'est-à-dire parcourt la voie angulaire

$$L = n \cdot S_{syn} = 360^\circ + L_0 = \frac{360^\circ}{T} \cdot S_{syn}.$$

En retranchant la première égalité de la deuxième on obtient l'équation du mouvement synodique des planètes inférieures

$$\frac{1}{S_{syn}} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}. \tag{5.9}$$

Pour les planètes supérieures $T > T_0$ et $n < n_0$; donc, leur équation synodique

$$\frac{1}{S_{syn}} = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}. \tag{5.10}$$

Ces deux équations donnent les valeurs moyennes des périodes synodiques des planètes, alors que leurs valeurs réelles sont quelque peu différentes, les planètes se déplaçant d'un mouvement irrégulier: pour Mercure $S_{syn} = 116$ jours avec les variations de 104 à 132^j; pour Vénus, $S_{syn} = 584^j \pm 7^j$; pour Mars, $S_{syn} = 780^j$, variant de 765 à 811^j; pour Jupiter $S_{syn} = 399^j \pm 4^j$ et pour Saturne $S_{syn} = 378^j \pm 2^j$.

Dans le ciel de ces planètes les configurations de la Terre se succèdent suivant les mêmes périodes synodiques; pour Mercure et Vénus, la Terre est une planète supérieure, et pour toutes les autres, inférieure.

§ 53. Grandes oppositions

En opposition d'une planète supérieure sa distance géocentrique peut changer à peu près de $r_n = q - a_0 = a(1 - e) - a_0$ (la planète est au périhélie) jusqu'à $r_m = Q - a_0 = a(1 + e) - a_0$ (la planète est à l'aphélie), où a est le demi-grand axe et e, l'excentricité de l'orbite planétaire; $a_0 = 1$ u.a., la distance moyenne de la Terre au Soleil. Ici la faible excentricité de l'orbite terrestre n'est pas prise en compte ($e_0 = 0{,}017$), puisque la ligne des apsides des orbites planétaires ne coïncide pas avec le grand axe de l'orbite terrestre.

Pour les planètes éloignées dans les oppositions différentes la distance géocentrique change peu du fait que a est sensiblement plus grand que a_0. Pour Mars qui est le plus proche ($a = 1{,}524$ u.a.) et qui se déplace suivant une orbite assez étendue ($e = 0{,}093$), la différence dans les distances géocentriques est importante et compte tenu de l'excentricité de l'orbite terrestre varie de $r_m = 0{,}677$ u.a. =

$= 101{,}3 \cdot 10^6$ km à $r_n = 0{,}372$ u.a.$= 55{,}6 \cdot 10^6$ km ($r_m : r_n = 1{,}82$). Les oppositions de Mars qui se produisent lorsque la distance géocentrique ne dépasse pas 0,40 u.a.$\approx 60 \cdot 10^6$ km, sont dites *grandes*. Le diamètre du disque de la planète augmente alors jusqu'à 25″, et son éclat, à $-2^m{,}6$.

Etant donné que dans les grandes oppositions la planète se déplace au voisinage de son périhélie, elles reviennent dans des intervalles de temps multiples des périodes T sidérales et S_{syn} synodiques de la révolution de la planète, c'est-à-dire tous les $kT = mS_{syn}$, où k et m sont des nombres entiers. Pour Mars $T = 687^j = 1{,}881$ an et la valeur moyenne de $S_{syn} = 780^j = 2{,}136$ ans. L'égalité $1{,}881 \cdot k = 2{,}136 \cdot m$ est vérifiée par les nombres $k=8$ et $m = 7$, ainsi que $k = 9$ et $m = 8$. Le produit de la première paire des nombres donne 15,05 et 14,95 ans, et de la deuxième paire, 16,93 et 17,09 ans. Aussi les grandes oppositions de Mars reviennent-elles deux fois tous les 15 ans, puis tous les 17 ans, mais, certes, en points différents du tronçon de son orbite proche de la Terre, et sont possibles dans l'intervalle du 5 juillet au 5 octobre. La figure 52 représente les orbites de Mars et de la Terre, les distances géocentriques de Mars en millions de kilomètres lors de ses deux oppositions aux années différentes et aux mois pendant lesquels la Terre a passé par les tronçons correspondants de son orbite; le trait gras visualise les tronçons des deux orbites qui correspondent aux grandes oppositions. Elles sont les plus fréquentes aux mois d'août et de septembre: les oppositions précédentes ont eu lieu le 10 septembre 1956 et le 10 août 1971, l'opposition suivante aura lieu le 10 juillet 1986.

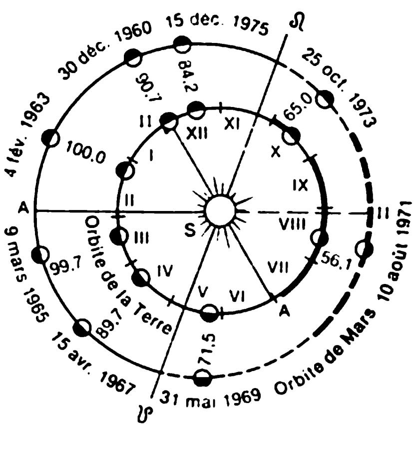


Fig. 52. Oppositions de Mars. S, Soleil; ☊ ☋, ligne des nœuds de l'orbite de Mars

Les grandes oppositions s'observent également pour ceux des astéroïdes qui viennent près de la Terre. Ainsi, l'astéroïde Eros ($a = 1{,}458$ u.a.; $e = 0{,}222$; $T = 1{,}761$ an et $S_{syn} = 2{,}315$ ans) en opposition moyenne passe à la distance $r = a - a_0 = 0{,}458$ u.a.$= 68{,}5 \cdot 10^6$ km de la Terre, mais tous les 44 ans (parfois dans 37 ans) s'en rapproche à 0,135 u.a.$= 20{,}2 \cdot 10^6$ km, comme c'était le cas au mois de janvier de 1931 et en 1975.

Les rapprochements de Mercure en conjonction inférieure à la

Terre se reproduisent d'une façon analogue ($a = 0{,}387$ u.a.; $e = 0{,}206$). D'après $T = 88^j$ et $S_{syn} = 116^j$ on trouve sans peine qu'ils reviennent tous les 7 et 13 ans.

§ 54. Mesure des distances héliocentriques

La méthode classique de la détermination des distances géocentriques des corps du Système solaire est la méthode trigonométrique. Ces corps sont sensiblement plus proches que les étoiles et c'est pourquoi de différents points de la surface terrestre on les voit dans des directions légèrement différentes (fig. 53): du point O de la surface terrestre l'astre M est observé au point M_O de la sphère céleste, et à partir du centre de la Terre C, au point M_C. La position de l'astre M_O vue à partir de la surface terrestre est dite *topocentrique*, et à partir du centre de la Terre, *géocentrique* (M_C). L'angle (p') à l'astre entre les directions topocentrique (OMM_O) et géocentrique (CMM_C) s'appelle *parallaxe diurne*. Par conséquent, la parallaxe diurne est l'angle (p') sous lequel le rayon terrestre est vu à partir de l'astre.

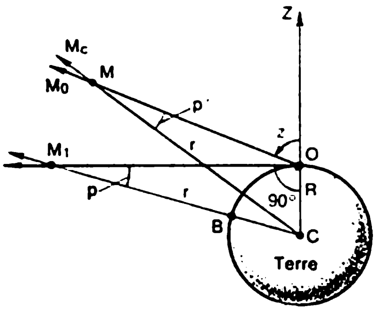


Fig. 53. Parallaxe diurne et horizontale des astres

La parallaxe diurne p' de l'astre est une grandeur variable: si l'astre se trouve au zénith (Z), $p' = 0$; mais s'il se trouve à l'horizon (M_1), p' est maximal et s'appelle alors *parallaxe horizontale* p. Par conséquent, la parallaxe horizontale p' de l'astre est l'angle maximal sous lequel le rayon de la Terre est vu de l'astre.

Si l'on connaît la parallaxe horizontale p de l'astre, sa distance géocentrique

$$r = R : \sin p. \qquad (5.11)$$

Toutefois, la mesure directe de la parallaxe horizontale est impossible du fait de la réfraction qui à l'horizon perturbe la mesure et l'erreur apportée est des dizaines et des centaines de fois supérieure à la grandeur mesurée. Aussi, la parallaxe horizontale p est-elle calculée d'après la parallaxe diurne p' et la distance zénithale z de l'astre. On tire du triangle COM que

$$r = R\frac{\sin(180° - z)}{\sin p'} = R\frac{\sin z}{\sin p'},$$

d'où en remplaçant r par sa valeur donnée par la formule (5.11) on obtient

$$\sin p' = \sin p \cdot \sin z,$$

et comme les angles p' et p sont peu grands (même pour la Lune si proche $p \leqslant 61',5$), leurs fonctions peuvent être remplacées par les angles eux-mêmes; donc,

$$p' = p \cdot \sin z. \qquad (5.12)$$

De deux points O_1 et O_2 de la surface terrestre de latitude φ_1 et φ_2 (fig. 54) reposant sur le même méridien, on mesure les distances zénithales z_1 et z_2 de l'astre M au passage supérieur (CO_1Z_1 et CO_2Z_2 sont les directions vers le zénith des points O_1 et O_2). Alors, d'après la formule (5.12), les parallaxes diurnes de l'astre

$$p_1' = p \cdot \sin z_1 \text{ et } p_2' = p . \sin z_2.$$

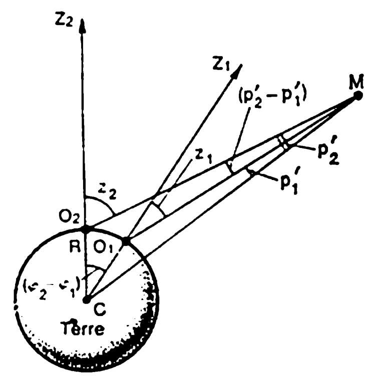


Fig. 54. Détermination de la parallaxe horizontale

Dans le quadrilatère CO_2MO_1 $\angle O_2CO_1 = \varphi_2 - \varphi_1$; $\angle CO_2M = 180° - z_2$; $\angle O_2MO_1 = p_2' - p_1'$ et $\angle CO_1M = 180° + z_1$, alors que la somme de ces angles

$$(\varphi_2 - \varphi_1) + (180° - z_2) + (p_2' - p_1') + (180° + z_1) = 360°,$$

d'où

$$p_2' - p_1' = p (\sin z_2 - \sin z_1) = (\varphi_1 - z_1) - (\varphi_2 - z_2)$$

et la parallaxe horizontale

$$p = \frac{(\varphi_1 - z_1) - (\varphi_2 - z_2)}{\sin z_2 - \sin z_1}. \qquad (5.13)$$

Les rayons R de la Terre sphéroïdale sont différents et pour lever l'indétermination du calcul des distances géocentriques, on retient pour base de la mesure le rayon équatorial R_0; la parallaxe horizontale qui lui correspond s'appelle *parallaxe horizontale équatoriale*:

$$p_0 = p \cdot \frac{R_0}{R}.$$

Les ouvrages astronomiques donnent précisément ces parallaxes des corps du Système solaire. Alors, d'après la formule (5.11), la distance géocentrique

$$r = \frac{R_0}{\sin p_0}. \qquad (5.14)$$

Les valeurs de r s'obtiennent en rayons équatoriaux de la Terre (en posant $R_0 = 1$) ou en kilomètres (en adoptant $R_0 = 6378$ km). Pour le calcul des distances en unités astronomiques (u.a.) on utilise

la parallaxe horizontale équatoriale du Soleil $p_{\odot} = 8'', 794$, qui correspond à la distance de 1 u.a. (cf. § 55). Puisque les parallaxes sont inversement proportionnelles aux distances, on a en unités astronomiques

$$r = \frac{p_{\odot}}{p_0''} = \frac{8'',794}{p_0''},$$

où p_0'' est la parallaxe horizontale équatoriale en secondes d'arc.

Actuellement la méthode trigonométrique s'emploie pour la détermination des distances géocentriques des planètes éloignées, des astéroïdes et des comètes.

Pour obtenir les distances jusqu'aux grands corps à surface solide les plus proches (la Lune, Mercure, Vénus, Mars), on recourt avec succès à la méthode d'exploration par radar, envoyant vers le corps céleste des impulsions radio très courtes et en enregistrant avec une grande précision (non inférieure à 10^{-6} s) les instants de leur émission (t_1) et de réception (t_2) après la réflexion. La distance cherchée est alors en kilomètres

$$r = c\,\frac{t_2 - t_1}{2}, \tag{5.15}$$

où $(t_2 - t_1)$ est exprimé en secondes et $c = 299\,792{,}5$ km/s est la vitesse de propagation des ondes radio dans le vide.

§ 55. Unité astronomique et parallaxe solaire

Il est impossible d'obtenir directement par le radar la longueur en kilomètres de l'unité astronomique, car on ne sait pas quelle couche profonde du Soleil gazéiforme reflète le signal radio, et par ailleurs on ne sait pas si ce signal n'est pas amorti par son rayonnement radio puissant. Aussi, l'unité astronomique est-elle la distance moyenne entre les centres de la Terre et du Soleil. C'est pourquoi sa longueur est déterminée par détection radioélectrique des planètes inférieures près de leur conjonction inférieure. Montrons le principe de ce repérage sur l'exemple de Vénus.

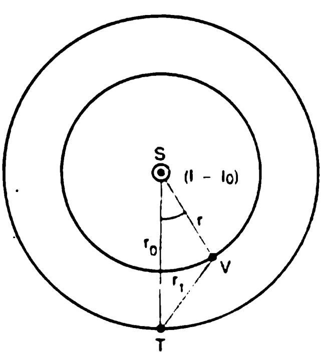


Fig. 55. Calcul de la longueur d'une unité astronomique

Supposons que près de la conjonction inférieure (fig. 55) Vénus (V) se trouve à la distance r du Soleil (S), alors que la Terre (T) se trouve par rapport au Soleil à la distance r_0. Notons par r_1 la distance géocentrique de Vénus et par $(l - l_0)$ la différence entre les longitu-

des héliocentriques des deux planètes. D'après l'équation de l'ellipse (5.1)

$$r=\frac{a(1-e^2)}{1+e\cdot\cos\vartheta} \quad \text{et} \quad r_0=\frac{a_0(1-e_0^2)}{1+e_0\cdot\cos\vartheta_0},$$

où r, a, r_0 et a_0 pour le moment inconnus sont exprimés en kilomètres.

La distance r_1 est déterminée par radar directement en kilomètres d'après la formule (5.15); les valeurs de $e = 0{,}0068$ et $e_0 = 0{,}0167$ sont fournies par les observations, alors que ϑ, ϑ_0 et $(l - l_0)$ se calculent d'après le mouvement des planètes et à l'instant de la mesure de r_1 sont également connues. Il vient

$$r_1^2=a^2\left[\frac{1-e^2}{1+e\cos\vartheta}\right]^2+a_0^2\left[\frac{1-e_0^2}{1+e_0\cos\vartheta_0}\right]^2-$$
$$-2aa_0\left[\frac{(1-e^2)(1-e_0^2)}{(1+e\cos\vartheta)(1+e_0\cos\vartheta_0)}\cos(l-l_0)\right],$$

les valeurs numériques des grandeurs sans dimension entre crochets sont définies; désignons-les par ζ, η et ξ.

En mettant en facteur a_0^2 on obtient

$$r_1^2=a_0^2\left[\zeta^2\left(\frac{a}{a_0}\right)^2+\eta^2-2\xi\frac{a}{a_0}\right],$$

d'où la longueur cherchée de l'unité astronomique en kilomètres

$$a_0=\frac{r_1}{\sqrt{\zeta^2\left(\frac{a}{a_0}\right)^2+\eta^2-2\xi\frac{a}{a_0}}},$$

où $\frac{a}{a_0}$ est connue de la troisième loi de Kepler et, en particulier pour Vénus, $\frac{a}{a_0}=0{,}7233$.

De nombreuses mesures réalisées en U.R.S.S., en Grande-Bretagne et aux Etats-Unis dans les années 1961-1963 ont montré que la longueur de l'unité astronomique est proche de $a_0 = 149\,600\,000$ km. L'Union Astronomique Internationale (UAI) a donc adopté à son XII[e] Congrès en 1964 $a_0 = 149{,}6\cdot10^6$ km (jusque-là on employait $a_0 = 149{,}5\cdot10^6$ km), ce qui correspond à la parallaxe solaire $p_\odot = 8'',794$ *. La distance en une u.a. est parcourue par la lumière en $499^s = 8^m19^s$, et cet intervalle de temps s'appelle *unité de lumière* ou *unité astronomique de lumière*.

D'après les déterminations qui suivirent, le XVI[e] Congrès d'UAI a homologué en 1976 une nouvelle valeur de $a_0 = 149\,597\,870$ km à 10 km près; cette valeur a été introduite dans la pratique astronomi-

---

* Pour abréger les astronomes disent tout court parallaxe pour la parallaxe horizontale équatoriale, ce que nous allons faire également dans ce qui suit.

que dès le 1er janvier 1984. La parallaxe solaire a gardé sa valeur $p_{\odot} = 8'',794$. Pour de nombreux problèmes astronomiques il suffit de poser $a_0 = 149{,}6 \cdot 10^6$ km.

§ 56. Aberration annuelle et déplacement parallactique des étoiles

Dans la deuxième moitié du XIXe siècle les astronomes de l'observatoire de Poulkovo, à la différence des astronomes des autres pays, ont trouvé que la longueur de l'unité astronomique est de

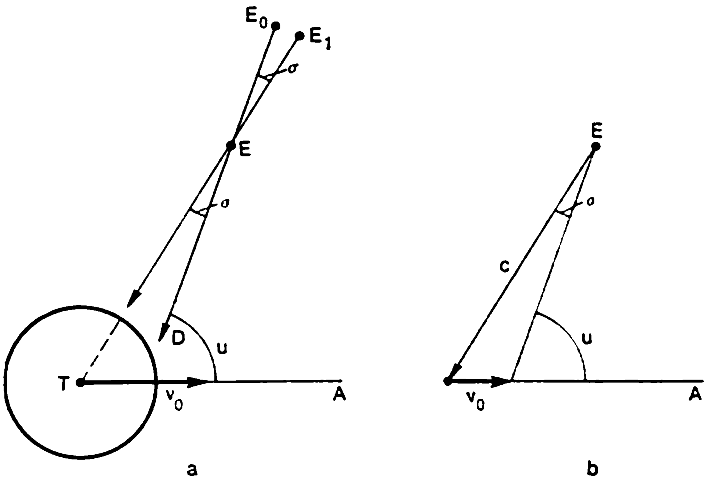


Fig. 56. Déplacement d'aberration d'une étoile (*a*) et sa valeur (*b*)

$149{,}6 \cdot 10^6$ km, c'est-à-dire aux déterminations par radar actuelles près. A cet effet ils ont profité du phénomène découvert aux années 1726-1728 par l'astronome anglais Bradley (1693-1762) connu sous le nom d'*aberration annuelle des étoiles* et d'*aberration annuelle de la lumière*. Ce phénomène consiste dans le fait que la vitesse de la lumière étant finie, les positions apparentes de toutes les étoiles sont quelque peu déplacées dans le sens du mouvement de la Terre. Imaginons (fig. 56, *a*) la Terre (T) se déplaçant dans le sens de A à la vitesse v_0. Le point de l'écliptique vers lequel à l'instant donné est orientée la vitesse de la Terre s'appelle *apex*. La vitesse de la Terre, tout en restant tangente à l'orbite terrestre, change progressivement de direction, ce qui fait que l'apex se déplace suivant l'écliptique à la vitesse angulaire de la Terre, dans le sens du mouvement de cette dernière (de l'Ouest vers l'Est) et s'écarte toujours de 90° à l'Ouest par rapport au Soleil, c'est-à-dire la longitude écliptique de l'apex $\lambda_A = \lambda_{\odot} - 90°$. Si l'étoile E qui se trouve à la distance an-

gulaire u de l'apex A envoie dans le sens de la Terre le rayon lumineux ED, cette étoile devrait être visible dans le ciel au point E_0, mais le mouvement de la Terre fait que les quanta lumineux se déplacent à la rencontre de la Terre et par rapport à elle se propagent suivant le rayon ET, ce qui fait que l'étoile est vue au point E_1 déplacé par rapport à E_0 d'un petit angle σ dans la direction de l'apex.

Il est clair (cf. fig. 56, *b*) que pour la vitesse de la lumière c

$$\sin\sigma = \frac{v_0}{c}\sin(180° - u) = \frac{v_0}{c}\sin u.$$

L'angle σ étant petit, la fonction $\sin\sigma = \sigma_{\text{radian}}$, et comme 1 radian = 206 265", le déplacement par aberration de l'étoile

$$\sigma = 206\,265'' \frac{v_0}{c}\sin u = \varkappa\cdot\sin u \tag{5.16}$$

où $\varkappa = 206\,265'' \frac{v_0}{c}$ s'appelle *constante d'aberration* et présente l'une des grandeurs astronomiques fondamentales obtenue à partir des observations des positions apparentes des étoiles reposant près du pôle de l'écliptique. La latitude écliptique β de ces étoiles est proche de 90°, c'est-à-dire elles sont éloignées de l'écliptique, et par suite, de l'apex, presqu'à $u = 90°$; leurs positions apparentes sont donc déplacées toujours de la grandeur $\sigma = \varkappa$, ce qui fait que l'observateur a l'impression que tout au cours de l'année les étoiles décrivent dans le ciel de petits cercles de rayon $\varkappa = 20'',5$. Sur la figure 57, *a* les mêmes chiffres représentent les quatre positions de la Terre sur l'orbite et les positions apparentes de l'étoile E dans le ciel qui leur correspondent et qui sont déplacées dans le sens de la vitesse de la Terre; la position réelle E_0 de l'étoile est celle du centre du cercle d'aberration. Pour la première fois Bradley a découvert précisément une telle aberration de γ Dragon au voisinage du pôle de l'écliptique.

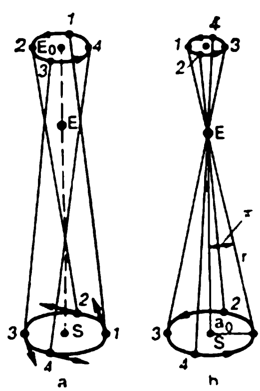


Fig. 57. Déplacement d'aberration (*a*) et parallactique (*b*) d'une étoile au cours de l'année. S, Soleil; E, étoile

Les astronomes de Poulkovo en observant au cours des années 1840-1880 les positions apparentes des étoiles ont déduit la valeur de la constante d'aberration $\varkappa = 20'',493$ et en adoptant $c =$

$= 3\cdot 10^5$ km/s ont calculé la vitesse de la Terre

$$v_0 = \frac{c\varkappa}{206\,265''} = \frac{3\cdot 10^5\cdot 20'',493}{206\,265''} = 29,78 \text{ km/s},$$

connaissant la période de révolution de la Terre autour du Soleil $T_0 = 31,558\cdot 10^6$ s'ils ont trouvé la longueur de l'unité astronomique

$$a_0 = \frac{v_0 T_0}{2\pi} = \frac{29,78\cdot 31,558\cdot 10^6}{2\cdot 3,1416} = 149,6\cdot 10^6 \text{ km}.$$

La valeur actuellement adoptée de $\varkappa = 20'',496$ et de $c = 299\,792,5$ km/s, ce qui correspond également à la vitesse moyenne de la Terre $v_0 = 29,78$ km/s.

Les déplacements d'aberration annuels des étoiles en latitude écliptique β ont la forme d'ellipses dont le demi-grand axe $\sigma = \varkappa = 20'',5$, et le demi-petit axe $\sigma' = \varkappa\cdot\sin\beta = 20'',5\cdot\sin\beta$. Le centre de l'ellipse correspond à la position réelle de l'étoile appelée *position moyenne.*

Si l'étoile se trouve sur l'écliptique ($\beta = 0$), sa distance angulaire de l'apex $u = \lambda - \lambda_A$, où λ est la longitude écliptique de l'étoile, et λ_A, la longitude de l'apex qui varie au cours de l'année de 0 à 360°. Par conséquent, d'après la formule (5.16), le déplacement d'aberration d'une telle étoile

$$\sigma = \varkappa\cdot\sin(\lambda - \lambda_A) = 20'',5\cdot\sin(\lambda - \lambda_A)$$

et a la forme d'un arc de 41″.

En plus du déplacement d'aberration propre à toutes les étoiles, les étoiles relativement proches permettent d'observer le *déplacement parallactique* produit par le déplacement de la Terre sur son orbite (fig. 57, *b*). La position de la Terre sur l'orbite et les positions de l'étoile *E* visibles à partir de la Terre sont notées par les mêmes chiffres. Il semble à l'observateur que tout au cours de l'année une étoile proche décrit sur le fond des étoiles faibles (éloignées) une très petite ellipse (appelée *ellipse parallactique*) dans le sens du mouvement de la Terre. Si le demi-grand axe de l'ellipse parallactique est noté π, alors son demi-petit axe $b = \pi\cdot\sin\beta$. La position moyenne de l'étoile se trouve au centre de l'ellipse parallactique.

Pour la première fois le déplacement parallactique d'une étoile a été enregistré pour Véga (α Lyre) ($\pi = 0'',125$) en 1835-1837 par l'éminent astronome russe V. Strouvé.

A la différence du déplacement d'aberration, le déplacement parallactique des étoiles est toujours dirigé dans le sens du Soleil (à 90° plus à l'Est de l'apex) et dépend de leur distance, mais même

pour α Centaure, l'étoile la plus brillante, il ne dépasse pas $\pi = 0'',75$.

Les déplacements d'aberration et parallactiques des étoiles constituent des preuves irréfutables de la révolution de la Terre autour du Soleil. De nos jours ces déplacements sont mesurés d'après les photographies.

Les coordonnées équatoriales (α et δ) publiées dans les catalogues stellaires déterminent les positions moyennes des étoiles, libérées de l'influence de l'aberration et de la parallaxe.

§ 57. Dimensions linéaires des corps du Système solaire

Les dimensions linéaires des corps célestes se calculent d'après leurs distances géocentriques r (ou leurs parallaxes p_0) et les dimensions apparentes (angulaires) mesurées. Pour un corps sphérique (fig. 58) on mesure son diamètre apparent 2ρ et alors le rayon linéaire du corps

$$R = r \cdot \sin \rho,$$

ou en remplaçant r par sa valeur tirée de la formule (5.14),

$$R = R_0 \frac{\sin \rho}{\sin p_0}. \tag{5.17}$$

Les dimensions apparentes des corps célestes (sauf les comètes brillantes) sont bien petites, et même pour le Soleil et la Lune le rayon angulaire est proche de 16'. Donc

$$R = R_0 \frac{\rho}{p_0}, \tag{5.18}$$

où ρ et p_0 doivent obligatoirement être donnés en mêmes unités de mesure (généralement en secondes d'arc).

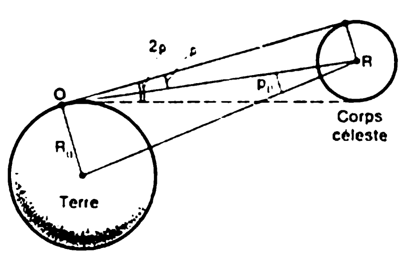


Fig. 58. Dimensions linéaires et angulaires des corps célestes. O, observateur sur la Terre

Les rayons du Soleil, de la Lune et des planètes se calculent soit en rayons équatoriaux R_0 de la Terre (et alors la dimension n'est pas marquée), soit en kilomètres (en indiquant l'unité) ; les rayons des satellites de planètes et des astéroïdes, en kilomètres. Ainsi, le rayon du Soleil $R_\odot = 109,1\ R_0 = 696\,000$ km, et celui de la Lune $R_☾ = 0,2725\ R_0 = 1738$ km.

D'une façon analogue on détermine la limite inférieure de la longueur de la queue des comètes, dont la direction réelle dans l'espace se distingue de la direction apparente.

CHAPITRE VI

MOUVEMENT DE LA LUNE ET ÉCLIPSES

§ 58. Mouvement de la Lune

La Lune est le corps céleste froid le plus proche de la Terre, son satellite naturel. Le rayon de la Lune est égal à 1738 km (0,2725 de rayon équatorial de la Terre), et sa masse est de 81,30 fois plus petite que celle de la Terre.

En plus du mouvement diurne de l'Est vers l'Ouest, la rotation de la Terre fait que la Lune se déplace sur le fond des étoiles à une vitesse relativement grande et irrégulière dans le sens direct (de l'Ouest vers l'Est) suivant un grand cercle, la *trajectoire lunaire*; en une heure elle parcourt à peu près 0°,5 (la valeur de son diamètre apparent) et en un jour en moyenne 13°,2, ce qui fait que le passage supérieur de la Lune arrive chaque jour à peu près 52^m plus tard que la veille. La trajectoire de la Lune passe par les constellations zodiacales, elle est inclinée à l'écliptique sous un angle $i = 5°09'$ et la coupe en deux points diamétralement opposés, appelés *nœuds lunaires* (fig. 59). Au *nœud ascendant* (☊) la Lune passe au Nord de l'écliptique, et au *nœud descendant* (☋), au Sud de cette dernière.

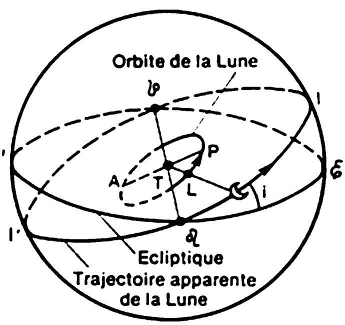


Fig. 59. Trajectoire apparente de la Lune (LL') et orbite lunaire ($AL\Pi$): T, Terre, L, Lune dans l'espace; ☾, position apparente de la Lune dans le ciel; inclinaison $i = 5°09'$

Le déplacement apparent irrégulier de la Lune sur sa trajectoire reflète son mouvement dans l'espace autour de la Terre suivant une orbite elliptique dont l'un des foyers est occupé par la Terre. Le plan de l'orbite lunaire coupe celui de l'orbite terrestre (le plan de l'écliptique) suivant la ligne des nœuds qui passe par les deux nœuds lunaires et le centre de la Terre. Ainsi, la trajectoire lunaire présente un grand cercle suivant lequel le plan de l'orbite lunaire coupe la sphère céleste.

Le mouvement de la Lune est très compliqué du fait qu'il subit de fortes perturbations provoquées surtout par l'action gravitationnelle du Soleil (cf. § 69).

Les *éléments moyens* ou *non perturbés* de l'orbite lunaire sont: le demi-grand axe $a = 384\,400$ km (60,270 R_0, où R_0 est le rayon équatorial de la Terre); l'excentricité $e = 0{,}0549$ et l'inclinaison $i = 5°09'$. Le point de l'orbite lunaire le plus proche de la Terre s'ap-

pelle *périgée*, et le plus éloigné, *apogée*. Pour l'orbite non perturbée la distance au périgée $q = 363\,300$ km ($56{,}961\ R_0$) et à l'apogée $Q = 405\,500$ km ($63{,}578\ R_0$). Les perturbations périodiques modifient légèrement ces éléments: le demi-grand axe varie de 381 540 à 386 960 km; l'excentricité, de 0,0435 à 0,0715; l'inclinaison, de 4°59′ à 5°19′; la distance au périgée, de 356 420 km à 369 960 km, et la distance à l'apogée, de 404 170 à 406 660 km. La parallaxe horizontale équatoriale de la Lune égale en moyenne à 57′,0 varie de 61′,5 (61′31″) à 53′,9 (53′55″), et son diamètre apparent, de 33′32″ au périgée à 29′20″ à l'apogée.

La période de révolution de la Lune sur l'orbite s'appelle *mois sidéral*. Sa durée moyenne $T = 27{,}32$ jours (plus exactement $T = 27^{j},3217 = 27^{j}7^{h}43^{m}12^{s}$), mais les perturbations font qu'elle subit de faibles variations au cours d'un demi-jour.

L'orbite lunaire tourne dans son plan dans le sens direct avec une période de 8 ans 10 mois, c'est-à-dire presque de 41° par an. Le plan lui-même de l'orbite lunaire et la ligne des nœuds tournent d'Est en Ouest (à la rencontre du mouvement de la Lune) avec une période de 18,61 ans = 18 ans 7 mois = 6798^{J} et c'est pourquoi les nœuds lunaires se déplacent sur l'écliptique dans la même direction (les nœuds se déplacent en arrière) à 19°,3 par an, ou presque à 1°,5 par mois sidéral. Ceci fait que la Lune revient vers le même nœud en une période appelée mois draconique dont la durée

$S_{☊} = T - \frac{1°,5}{13°,2} = 27^{j},32 - 0^{j},11 = 27^{j},21$ (plus précisément $S_{☊} = 27^{j},2122$).

Ainsi, au cours de 6798 jours la Lune effectue chacun de ses tours suivant une trajectoire nouvelle et ce n'est qu'après 18 ans 7 mois que la trajectoire lunaire reprend la position antérieure.

Le recul des nœuds modifie sensiblement les conditions de visibilité de la Lune. Lorsque le nœud ascendant ☊ coïncide avec le point vernal ♈, et le nœud descendant ☋ avec l'équinoxe d'automne ♎ (fig. 60, *a*), tout au long du mois sidéral la déclinaison de la Lune change dans les limites $\delta = \pm(\varepsilon + i) = \pm(23°26' + 5°09') = \pm 28°35'$. Mais si c'est le nœud descendant qui coïncide avec le point vernal, alors la déclinaison de la Lune varie dans les limites $\delta = \pm(\varepsilon - i) = \pm(23°26' - 5°09') = \pm 18°17'$ (cf. fig. 60, *b*).

En vertu de la deuxième loi de Kepler, la vitesse de la Lune par rapport à la Terre (vitesse géocentrique) est variable : sa valeur moyenne $v_a = \frac{2\pi a}{T} = 1{,}02$ km/s, au périgée la vitesse augmente jusqu'à 1,08 km/s et à l'apogée diminue jusqu'à 0,97 km/s.

La Lune tourne lentement autour de son axe dans le sens direct avec une période égale au mois sidéral *, et c'est pourquoi de la

* Une telle rotation est dite synchrone.

Terre on voit un seul hémisphère lunaire. Le plan de l'équateur lunaire forme avec le plan de l'écliptique un angle de 1°30′ et avec le

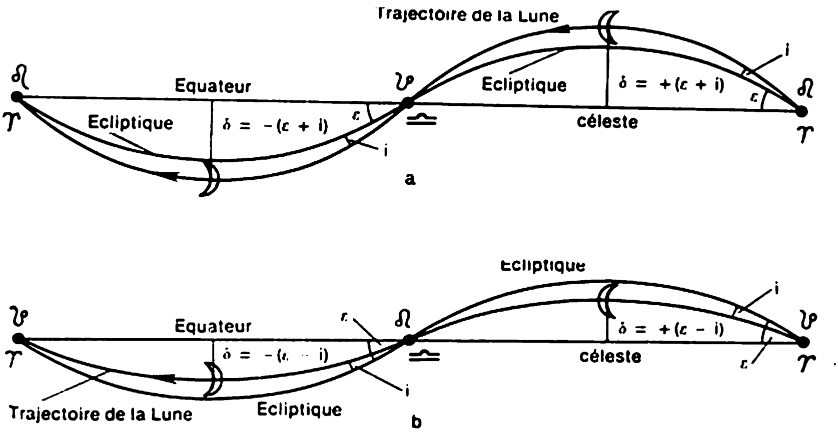


Fig. 60. Positions limites de la trajectoire lunaire

plan de l'orbite lunaire, un angle de 6°39′, tous les trois plans se coupant suivant la ligne des nœuds; cette loi a été découverte en 1721 par l'astronome français J. Cassini (1677-1756). L'axe de rotation de la Lune s'écarte de la perpendiculaire au plan de l'orbite lunaire d'un angle de 6°39′ et avec la ligne des nœuds tourne dans l'espace en décrivant en 18,61 ans une surface conique (précession de l'axe lunaire).

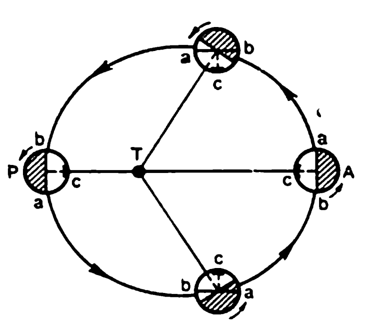


Fig. 61. Libration en longitude de la Lune

T, observateur terrestre; P, la Lune au périgée; *A*, la Lune à l'apogée; c, centre de l'hémisphère lunaire tourné vers la Terre; les flèches indiquent la direction de la rotation et de la révolution de la Lune

L'inclinaison de l'axe de rotation fait qu'à partir de la Terre on voit à tour de rôle tantôt le pôle Nord de la Lune, tantôt le pôle Sud. On a l'impression que la Lune se balance légèrement de 6°39′ dans le sens des méridiens qui passent par ses pôles. Ce balancement apparent s'appelle *libration optique en latitude* et s'effectue suivant une période égale au mois draconique (27^j,21).

Une autre forme de libration optique est la *libration en longitude* qui résulte de la rotation uniforme de la Lune autour de l'axe et son mouvement irrégulier sur l'orbite (fig. 61). En un quart de pério-

de de révolution, la Lune tourne autour de l'axe à 90°, mais parcourt près du périgée un tronçon de l'orbite supérieur à 90°, et près de l'apogée, un tronçon inférieur à 90°, ces écarts atteignant 7°54′. Il en résulte qu'aux bords oriental et occidental du disque lunaire tantôt apparaissent, tantôt disparaissent à tour de rôle de petits secteurs de la surface lunaire *. Les librations lunaires font donc que de la Terre on voit 59 % de la surface de toute la Lune.

§ 59. Phases lunaires

C'est le nom donné à la partie du disque de la Lune visible dans la lumière solaire. La phase $\Phi = b : d$, où b est la plus grande partie éclairée du diamètre d du disque lunaire (fig. 62). La phase lunai-

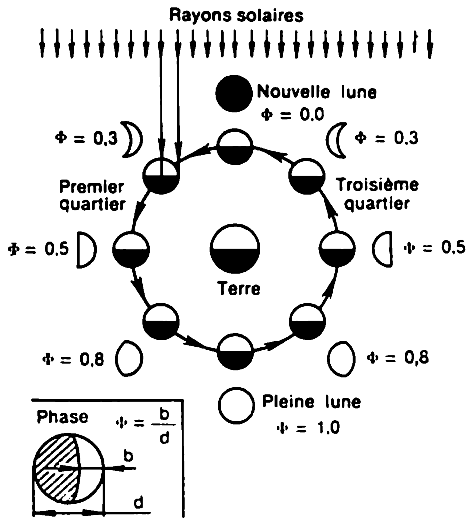


Fig. 62. Succession des phases lunaires

re est caractérisée également par l'âge de la Lune, c'est-à-dire par le nombre de jours qui ont passé depuis la phase de la Nouvelle lune ($\Phi = 0{,}0$), lorsque l'âge de la Lune a = $0^j{,}0$.

La figure 62 représente les positions de la Lune sur son orbite géocentrique, et à côté, les phases lunaires visibles de la Terre. La *Nouvelle lune* se reproduit pendant la conjonction de la Lune avec le Soleil, lorsque la Lune passe entre ce dernier et la Terre. L'inclinaison de son orbite fait alors qu'elle passe légèrement plus haut ou

* Il existe encore deux formes de libration, mais elles sont faibles et nous ne les examinerons pas ici.

plus bas que le Soleil ; elle se lève et se couche presqu'en même temps que lui, son hémisphère obscur est tourné vers la Terre et reste invisible.

Après la Nouvelle lune la Lune s'écarte progressivement du Soleil vers l'Est (elle se lève pendant la journée) et à peu près deux jours plus tard devient visible le soir dans la partie occidentale du ciel sous la forme d'un croissant étroit ($\Phi \approx 10$), dont la convexité est tournée vers l'Ouest, où sous l'horizon se trouve le Soleil qui éclaire la Lune.

Souvent dans la phase de croissant on discerne également le disque tout entier faiblement éclairé, dont le diamètre semble être plus petit que celui du croissant lunaire brillant. Ce phénomène s'appelle *lumière cendrée* ; elle est due au fait que le croissant lunaire est éclairé directement par le Soleil, alors que la surface restante est rendue visible par la lumière solaire diffuse reflétée par la Terre. La différence entre le diamètre du disque et du croissant est un phénomène apparent qui s'appelle *irradiation* et qui s'explique par les particularités de notre vision.

A mesure que la Lune se déplace vers l'Est par rapport au Soleil, la phase lunaire croît et dans une semaine après la Nouvelle lune, lorsque l'écart entre la Lune et le Soleil atteint 90° (la Lune est alors en quadrature orientale) on voit toute la moitié droite du disque : c'est la phase du premier quartier ($\Phi = 0{,}50$, âge $= 7^{j},4$). En cette phase la Lune se lève le jour et vers le soir on la voit dans la partie méridionale du ciel, après quoi elle se couche la nuit.

14 ou 15 jours après la Nouvelle lune la Lune vient en opposition au Soleil, sa phase devient complète, c'est la *Pleine lune* ($\Phi = 1{,}00$; âge $= 14^{j},8$), les rayons solaires éclairent tout l'hémisphère tourné vers la Terre. La Pleine lune se lève avec le coucher du Soleil et se couche avec son lever, et au milieu de la nuit se présente aux yeux dans la partie méridionale du ciel.

Après la Pleine lune la Lune s'approche progressivement du Soleil de l'Ouest pour recevoir sa lumière du côté gauche (de l'Est). A peu près dans une semaine, lorsque la distance angulaire entre la Lune et le Soleil diminue jusqu'à 90° (la Lune est en quadrature occidentale), se reproduit la phase du troisième ou du *dernier quartier* ($\Phi = 0{,}50$; âge $= 22^{j},2$) pendant laquelle la Lune se lève près du minuit et au lever du Soleil se trouve dans la partie méridionale du ciel pour se coucher pendant la journée.

La Lune s'approchant maintenant de plus en plus du Soleil, ses phases diminuent et prennent la forme de croissant, elle se lève et devient visible dans la partie orientale du ciel peu avant le lever du Soleil, se couche pendant le jour, avant le coucher du Soleil, et bientôt vient encore en conjonction pour donner lieu à une Nouvelle lune suivante.

La période de la succession des phases lunaires appelée *mois*

synodique ou *lunaire* est plus longue que le mois sidéral du fait que la Lune et la Terre se déplacent dans l'espace dans le sens direct. En retenant que l'année sidérale $T_0 = 365^j,26$ et le mois sidéral $T = 27^j,32$, on trouve d'après la formule (5.9) la durée moyenne du mois synodique

$$S_{syn} = \frac{T_0 \cdot T}{T_0 - T} = \frac{365,26 \cdot 27,32}{365,26 - 27,32} = 29^j,53,$$

et plus exactement $S_{syn} = 29^j,5306 = 29^j 12^h 44^m 03^s$.

Le mouvement irrégulier de la Lune et de la Terre fait que la durée du mois synodique varie de $29^j,25$ à $29^j,83$.

Puisque le mois synodique se distingue du mois sidéral, les phases identiques de la Lune se reproduisent aux points différents de l'orbite lunaire et à tour de rôle dans toutes les constellations zodiacales.

§ 60. Eclipses solaires

Dans son mouvement la Lune passe souvent devant les étoiles des constellations zodiacales (occultations). Bien plus rares sont les occultations des planètes par la Lune. Périodiquement la Lune

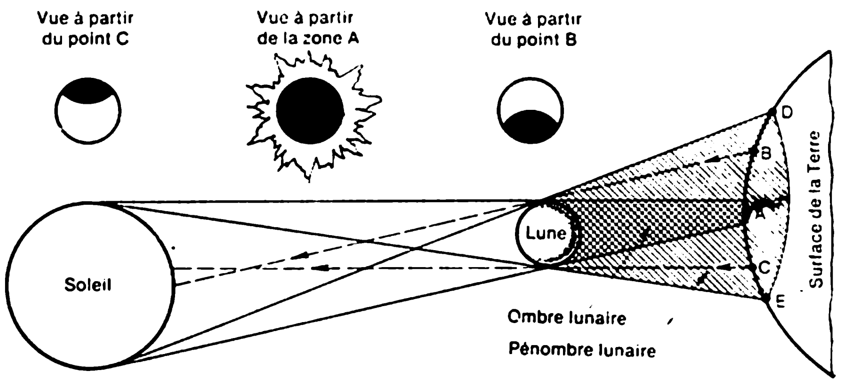


Fig. 63. Schéma de l'éclipse solaire totale

couvre complètement ou partiellement le Soleil, ces occultations portent le nom d'*éclipses solaires*.

La Lune éclairée par le Soleil projette dans l'espace un cône d'ombre convergent et un cône de pénombre divergent qui entoure le premier. Lorsque l'ombre et la pénombre lunaires tombent sur la surface terrestre, on observe l'éclipse solaire (fig. 63). A partir des lieux couverts par l'ombre lunaire (*A* de la figure 63) on voit l'*éclipse solaire totale* (le Soleil est complètement caché par la Lune). A partir des lieux sur lesquels se projette la pénombre lunaire (*B* et *C* de la figure 63) on observe l'*éclipse solaire partielle* (le disque solaire n'est

pas couvert complètement par la Lune) ; pour un observateur dans la zone méridionale (*C*) de la pénombre c'est la partie Nord (supérieure) du disque solaire qui est couverte, et pour un observateur dans la zone septentrionale de la pénombre (*B*), c'est la partie du Sud (inférieure) du Soleil qui est cachée.

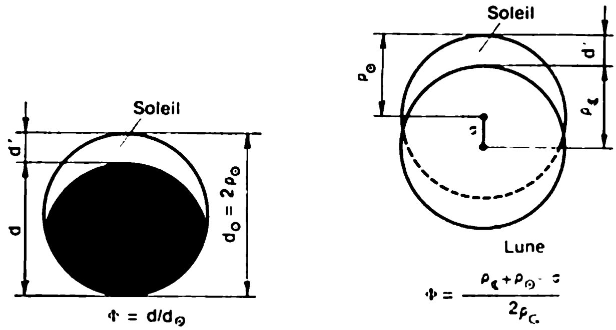


Fig. 64. Phase de l'éclipse solaire

La *phase* (Φ) de l'éclipse solaire (fig. 64) est mesurée par le quotient de la partie couverte du diamètre (*d*) du disque solaire à son diamètre tout entier ($d_{\odot}$):

$$\Phi = \frac{d}{d_{\odot}},$$

et se calcule d'après les rayons des disques lunaire ($\rho_{☾}$) et solaire ($\rho_{\odot}$) et la distance angulaire (σ) entre leurs centres (cf. fig. 64). Etant donné que

$$d_{\odot} = 2\rho_{\odot}, \text{ et } d' = \rho_{\odot} + \sigma - \rho_{☾},$$

il vient

$$d = 2\rho_{\odot} - d' = \rho_{\odot} + \rho_{☾} - \sigma$$

et la phase de l'éclipse solaire

$$\Phi = \frac{\rho_{☾} - \rho_{\odot} - \sigma}{2\rho_{\odot}}. \tag{6.1}$$

Dans le cas de l'éclipse solaire partielle $\rho_{☾} < \rho_{\odot} + \sigma$, et la phase $\Phi < 1$. A la frontière de la pénombre lunaire (*DE* de la figure 63) on observe le contact extérieur des disques, $\sigma = + \rho_{☾}\rho_{\odot}$ et la phase $\Phi = 0$, et au-delà de cette frontière l'éclipse n'a pas du tout lieu. Par conséquent, les éclipses solaires appartiennent aux phénomènes optiques.

A la surface terrestre l'ombre et la pénombre lunaires ont la forme de taches ovales, qui dépend de la position du Soleil et de la Lune au-dessus de l'horizon : plus leur hauteur est faible, plus douce est

la pente par rapport à la surface terrestre des axes des deux cônes et plus les taches d'ombre et de pénombre sont étendues. Mais si l'éclipse solaire se produit près du zénith, ce qui n'est possible que dans la zone des tropiques, la forme de l'ombre et de la pénombre lunaires est proche de celle du cercle.

Le mouvement de la Lune de l'Ouest vers l'Est fait que son ombre et sa pénombre parcourent la surface terrestre dans le même sens, en s'écartant quelque peu vers le Nord ou vers le Sud. La bande de la surface terrestre couverte par l'ombre lunaire s'appelle *zone de totalité* (fig. 65). Au milieu de cette zone passe la ligne centrale de l'éclipse à partir de laquelle on voit l'occultation symétrique du disque solaire par celui de la Lune; au milieu de l'éclipse les centres de deux disques se confondent ($\sigma = 0$) et on observe la phase totale maximale

$$\Phi_{max} = \frac{\rho_{☾} + \rho_{\odot}}{2\rho_{\odot}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho_{☾}}{\rho_{\odot}} + 1\right). \tag{6.2}$$

Pour $\rho_{☾} = \rho_{\odot}$ la phase maximale $\Phi_{max} = 1$ et ne dure qu'un instant. Dans les conditions les plus favorables, lorsque $\rho_{☾} = 16',8$ (la Lune est au périgée) et $\rho_{\odot} = 15',8$ (la Terre est à l'aphélie), ce qui n'est possible qu'à la fin du mois de juin et au début du mois de juillet, $\rho_{☾} : \rho_{\odot} = 1,06$ et la phase maximale de l'éclipse totale $\Phi_{max} = 1,03$.

La largeur de la zone de totalité dépend des distances réciproques de la Lune, de la Terre et du Soleil pendant l'éclipse; le plus souvent elle varie de 40 à 100 km, mais même lorsque la distance géocentrique de la Lune est minimale (la Lune se trouve au périgée), elle ne dépasse pas 270 km; le diamètre de la pénombre est proche alors de 6750 km.

Pour les distances moyennes de la Lune à la Terre et de la Terre au Soleil, le disque lunaire (diamètre 31',1) est déjà inférieur au disque solaire (32',0), et le cône de l'ombre lunaire passe à peu près à 4700 km de la surface terrestre (fig. 66). Aussi, la Lune ne couvre-t-elle pas le Soleil complètement et au lieu d'une éclipse totale on observe une *éclipse annulaire*: le disque obscur de la Lune entouré d'un anneau brillant étroit de la surface solaire. La phase maximale de l'éclipse annulaire se calcule également d'après la formule (6.2) et puisque $\rho_{☾} < \rho_{\odot}$, on a $\Phi_{max} < 1$; mais même pour le minimum de $\rho_{☾} = 14',7$ (la Lune est à l'apogée) et le maximum de $\rho_{\odot} = 16',3$ (la Terre est au périgée), ce qui n'est possible qu'à la fin du mois de décembre et au début du mois de janvier, la phase annulaire n'est pas inférieure à

$$\Phi_{max} = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{14',7}{16',3} + 1\right) = 0,95.$$

Les éclipses solaires totales et annulaires sont dites souvent *centrales*.

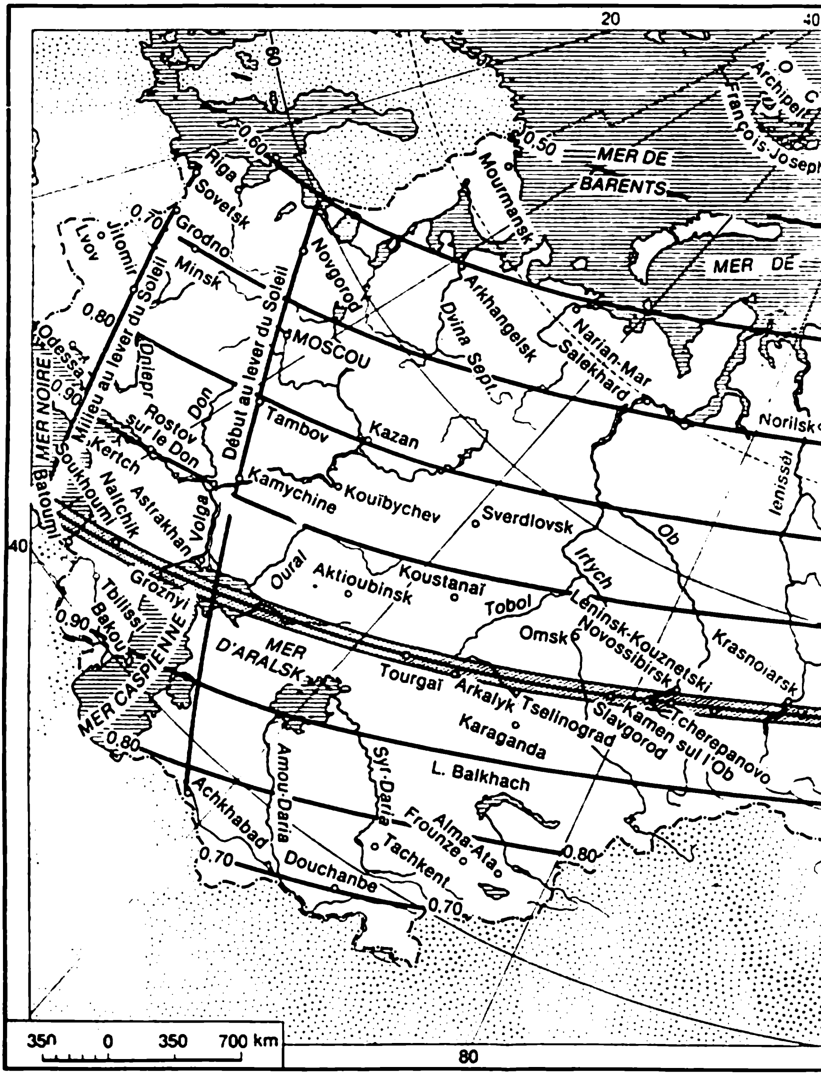
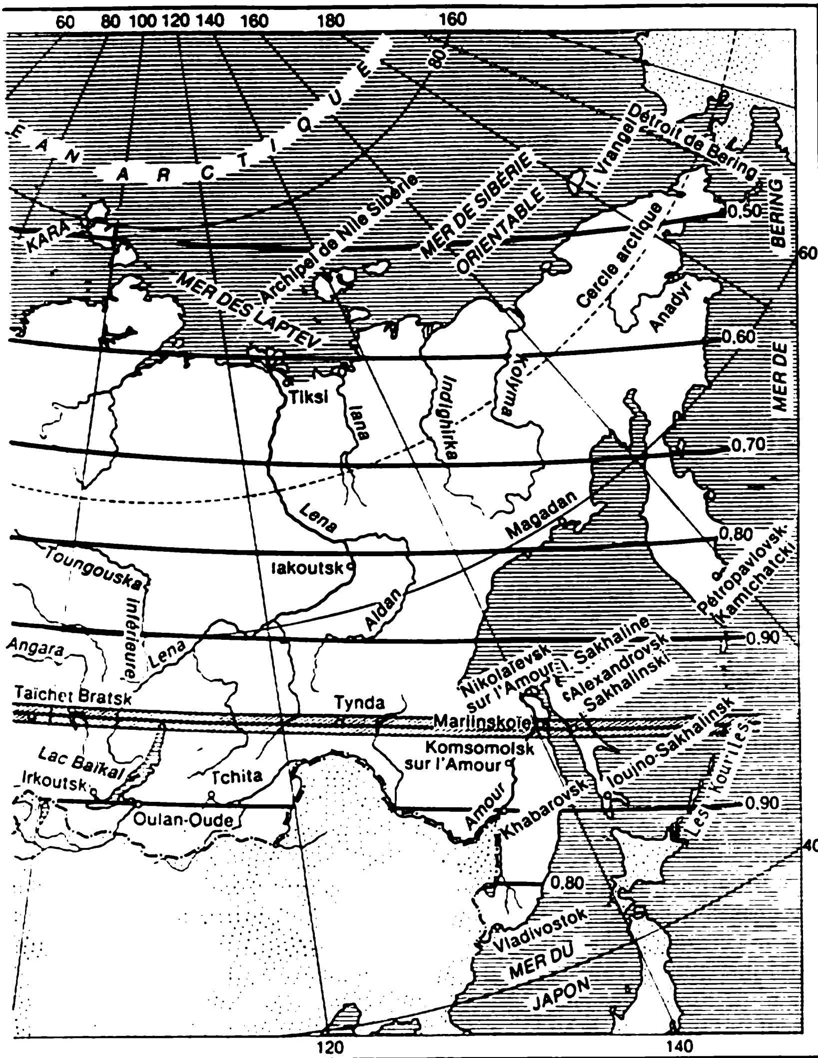


Fig. 65. Carte de l'éclipse solaire du 31 juillet

S'il n'y a que la pénombre qui couvre la surface terrestre, on observe seulement une *éclipse solaire partielle.*

Une éclipse solaire débute du bord droit, occidental du Soleil dont le disque est mordu par une petite échancrure à la forme de circonférence de même rayon. Progressivement la phase croît et le disque solaire prend la forme d'un croissant qui devient de plus en



1981. La zone de la totalité est hachurée

plus étroit. Si l'éclipse est partielle, sa phase atteint en son milieu une certaine valeur maximale $\Phi < 1$, pour décroître ensuite et disparaître au bord gauche, oriental du disque solaire. Dans la zone de la phase totale l'éclipse commence par les phases partielles (positions *1*, *2*, *3*, *4* de la figure 67). Lorsque la Lune couvre complètement le Soleil il tombe une pénombre, comme pendant le crépuscule,

et dans le ciel assombri apparaissent les étoiles et les planètes les plus brillantes, alors qu'autour du disque du Soleil apparaît la couronne, les couches extérieures de son atmosphère, invisibles sans l'éclipse par suite de leur faible éclat (position *5*, fig. 67). Ensuite, le

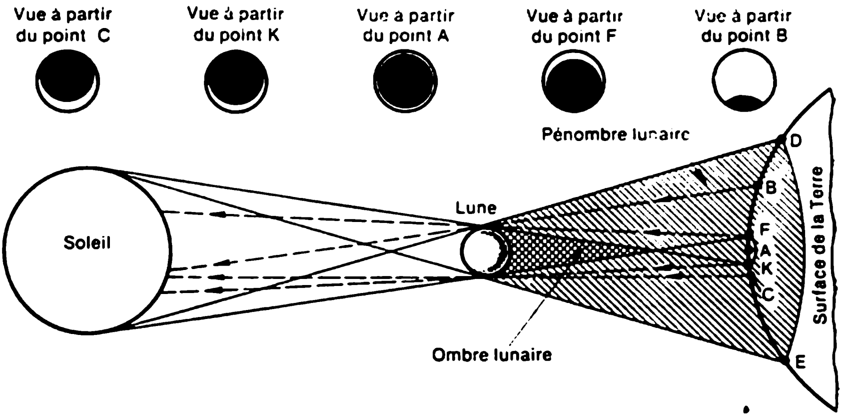


Fig. 66. Schéma de l'éclipse annulaire solaire

plus souvent 2 ou 3 minutes plus tard, la Lune découvre le bord solaire occidental, la phase totale de l'éclipse se termine, il devient vite clair, les étoiles, les planètes et la couronne solaire disparaissent, la phase diminue (positions *6* à *9*, fig. 67) et l'éclipse prend fin.

En chaque lieu une éclipse s'amorce et se termine à des instants différents qui dépendent de la disposition du lieu et de la vitesse avec laquelle l'ombre (la pénombre) lunaire se déplace en ce lieu.

La plus grande durée de la phase totale ne dépasse pas 7^m31^s et n'est possible que dans la zone équatoriale de la Terre avec le diamètre maximal de l'ombre lunaire (270 km). Il est très rare que les conditions concourent à de telles éclipses. On n'en a pas observé et on n'en observera pas tout au cours d'un millénaire et demi, du VIIe au début du XXIIIe siècles. L'éclipse solaire totale la plus proche d'une durée de 7^m29^s n'aura lieu que le 16 juillet 2186.

La plus grande durée de la phase annulaire d'une éclipse atteint $12^m,3$, et d'une éclipse partielle, $3^h,5$. Mais la plupart des éclipses solaires durent jusqu'à $2^h,5$, alors que leur phase totale ou annulaire ne se maintient que 2 ou 3 minutes.

Sur la Terre la durée totale d'une éclipse depuis l'engagement de l'ombre lunaire, jusqu'à l'instant de sa disparition varie généralement de 1^h à $3^h,5$; pendant cet intervalle de temps l'ombre lunaire parcourt sur la Terre 6000 à 12 000 km. L'éclipse s'amorce dans les

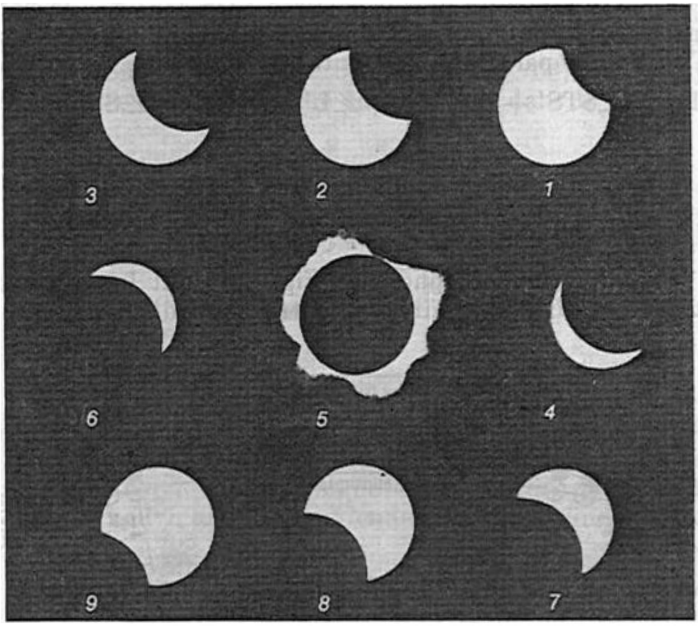


Fig. 67. Marche de l'éclipse solaire dans la zone de la totalité

régions occidentales de la surface terrestre au lever du Soleil et se termine dans les régions orientales avec son coucher. La durée totale sur la Terre de toutes les phases de l'éclipse peut atteindre 6 heures.

§ 61. Conditions de la réalisation des éclipses solaires

Imaginons l'écliptique, la trajectoire lunaire qui le coupe dans les nœuds lunaires (☊ et ☋) sous un angle $i = 5°09'$ et la position du Soleil et de la Lune à l'époque des nouvelles lunes différentes (fig. 68). Pour des nouvelles lunes qui se produisent loin des nœuds lunaires (nouvelles lunes *1*, *7*, *8*, *13*) les éclipses solaires sont impossibles, la Lune passe dans le ciel plus au Sud ou au Nord du Soleil. Ce ne sont que les nouvelles lunes qui ont lieu près des nœuds lunaires qui rendent possibles les éclipses partielles (nouvelles lunes *3*, *5*, *10*, *12*) et totales ou annulaires (nouvelles lunes *4*, *11*). Pour qu'une éclipse partielle ait lieu il faut que se produise le contact extérieur des disques solaire et lunaire (nouvelles lunes *2*, *6*, *9*). Cette condition est visualisée sur la figure 69, où S, T et L sont les centres du Soleil, de la Terre et de la Lune, et *O*, le point de la surface terrestre d'où l'on voit le contact extérieur des disques. Alors, ST est le plan de l'écliptique, $\angle STL = \beta$, la latitude écliptique de la Lune;

$\angle STS' = \rho_{\odot}$, le rayon du disque solaire; $\angle OS'T = p_{\odot}$, la parallaxe horizontale du Soleil; $\angle LTL' = \rho_{☾}$, le rayon du disque lunaire et $\angle OL'T = p_{☾}$, la parallaxe horizontale de la Lune. Il est clair que

$$\angle STL = \angle STS' + \angle S'TL' + \angle L'TL = \rho_{\odot} + \angle S'TL' + \rho_{☾},$$

et

$$\angle S'TL' = \angle OL'T - \angle OS'T = p_{☾} - p_{\odot};$$

donc

$$\beta = \rho_{☾} + \rho_{\odot} + p_{☾} - p_{\odot}.$$

Le triangle rectangle sphérique (fig. 70) dont les sommets sont le centre *L* du disque lunaire, le centre *S* du disque solaire, et le

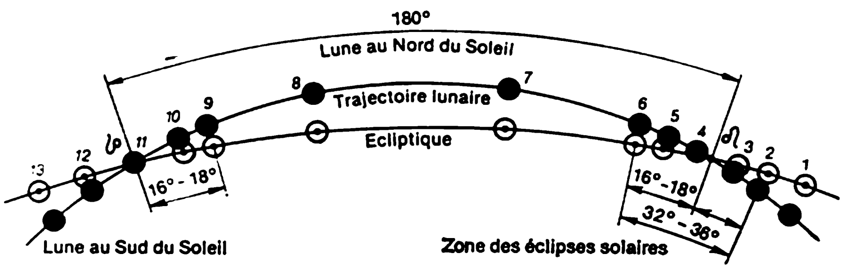


Fig. 68. Positions de la Lune et du Soleil à des Nouvelles lunes différentes

nœud lunaire ☊, montre que l'éclipse solaire partielle commence à la distance $\Delta\lambda$ à partir du nœud lunaire; de plus, d'après la formule (1.12) de la p. 30

$$\sin \Delta\lambda = \operatorname{tg} \beta \cdot \operatorname{cotg} i. \qquad (6.3)$$

Pour les valeurs maximales de $\rho_{\odot} = 16',3$, $\rho_{☾} = 16',8$ et $p_{☾} = 61',5$, la latitude écliptique de la Lune $\beta = 94',5$ et $\Delta\lambda = 18°$; et pour les valeurs minimales $\rho_{\odot} = 15',8$; $\rho_{☾} = 14',7$ et $p_{☾} = 53',9$; $\beta = 84',3$ et $\Delta\lambda = 16°$.

Par conséquent les éclipses solaires partielles sont possibles à l'époque des nouvelles lunes qui se produisent pas plus loin de 18° des deux côtés des nœuds lunaires, et pour la distance de 16° et plus petites, elles ont obligatoirement lieu; plus elles sont proches du nœud, plus la phase maximale de l'éclipse est grande.

Les éclipses solaires totales et annulaires se produisant lors du contact intérieur des disques lunaires et solaires ($\beta = \rho_{☾} - \rho_{\odot} + p_{☾} - p_{\odot}$) sont impossibles aux époques des nouvelles lunes qui ont lieu à des distances $\Delta\lambda > 11°,5$ des nœuds lunaires et sont inévitables avec $\Delta\lambda \leqslant 10°,1$. Avec la diminution de $\Delta\lambda$ la phase maximale et la durée de l'éclipse augmentent en atteignant le maximum au nœud même.

Le tronçon de l'écliptique dans les limites duquel ont lieu les éclipses solaires s'appelle *zone des éclipses solaires*. Pour chaque nœud lunaire cette zone s'étend à 32° ou 36° (cf. fig. 68). Chaque jour le Soleil se déplace sur l'écliptique environ à 1° dans le sens de l'Est,

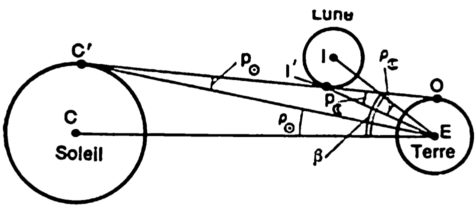


Fig. 69. Conditions de la réalisation d'une éclipse solaire

et le recul des nœuds lunaires fait que par jour les zones des éclipses se déplacent à 0°.053 à la rencontre du Soleil et de la Lune. C'est pourquoi le Soleil parcourt chaque zone des éclipses en 31 ou 34 jours. Or, les nouvelles lunes reviennent tous les mois synodiques

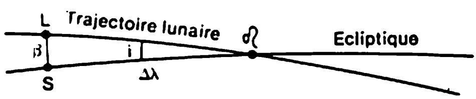


Fig. 70. Position de la Lune au début de l'éclipse solaire

S_{syn} = 29j,53. Par conséquent, il est de rigueur que chaque zone donne lieu à une éclipse solaire de forme différente, et parfois, au bord de la zone, même à deux éclipses partielles à phase peu grande. Dans la même zone deux éclipses centrales sont impossibles du fait que les éclipses de ce type se produisent pas plus loin que 11°,5 du nœud lunaire, alors qu'une zone de 23° est parcourue par le Soleil en 22 jours, période pendant laquelle ne peut avoir lieu qu'une seule nouvelle lune.

§ 62. Eclipses lunaires et conditions de leur réalisation

Les éclipses lunaires constituent un phénomène physique du passage de la Lune par l'ombre terrestre (fig. 71). Suivant la distance héliocentrique de la Terre, la longueur de son ombre change de 1359 mille kilomètres (au périgée) à 1405 mille kilomètres (à l'apogée) et sa moyenne est proche de 1382 mille kilomètres, c'est-à-dire elle est toujours sensiblement plus grande que la distance géocentrique de la Lune. L'axe de l'ombre terrestre repose dans le plan de l'orbite terrestre. ce qui fait que l'ombre et la pénombre se projettent dans le ciel sous la forme de cercles concentriques (contours),

dont le centre se trouve sur l'écliptique en son point opposé au Soleil. Par conséquent, les éclipses lunaires sont possibles seulement à l'époque des oppositions de la Lune au Soleil (pleine lune) qui se produisent au voisinage des nœuds lunaires.

Lorsque la Lune immerge en partie dans l'ombre terrestre on dit éclipse *partielle par l'ombre*, et si cette immersion est complète, *éclipse totale par l'ombre*. Le degré d'immersion de la Lune dans l'ombre terrestre dépend des positions de la Lune et du contour de

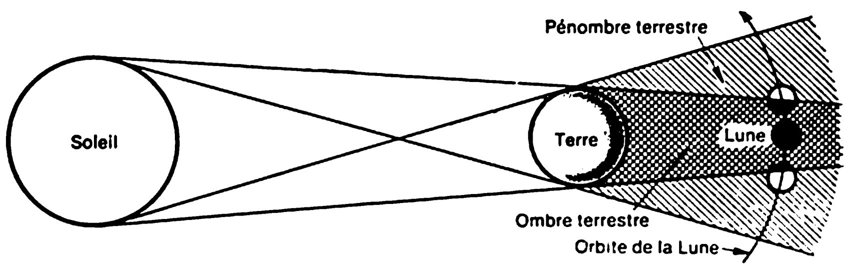


Fig. 71. Schéma de l'éclipse lunaire

l'ombre terrestre par rapport au nœud lunaire. Les éclipses lunaires partielles sont possibles dans la zone dont les limites sur l'écliptique sont déterminées par le contact extérieur de la Lune avec l'ombre terrestre. Ces limites se trouvent par rapport aux nœuds lunaires à la distance $\Delta\lambda$ déterminée par la formule (6.3)

$$\sin \Delta\lambda = \mathrm{tg}\, \beta \cdot \mathrm{cotg}\, i,$$

où la latitude écliptique de la Lune $\beta = \sigma = \rho + \rho_{☾}$; de plus, σ est la distance angulaire entre les centres du disque lunaire et du contour de l'ombre terrestre; ρ, le rayon angulaire du contour de l'ombre terrestre et $\rho_{☾}$, le rayon du disque lunaire. Ici il ne faut pas tenir compte de la parallaxe de la Lune, du fait que celle-ci et la tache de l'ombre terrestre qui tombe sur elle se trouvent à la même distance de la Terre.

A mi-chemin entre la Lune et la Terre le rayon de l'ombre $\rho = 42'$; à la distance minimale de la Lune, $\rho = 47'$ et à la distance maximale, $\rho = 38'$. Pour les valeurs moyennes $\rho = 42'$ et $\rho_{☾} = 15'.5$, les éclipses partielles ont lieu avec $\Delta\lambda = 11°$ et pour les valeurs extrêmes $\Delta\lambda$ change de $\pm 1°$.

Les éclipses lunaires totales commencent avec $\sigma = \rho - \rho_{☾}$ et se produisent pas plus loin que $\Delta\lambda = 5° \pm 0°.6$ du nœud. La zone des éclipses partielles de $2 \cdot \Delta\lambda = 24°$ est parcourue par l'ombre terrestre, tout comme par le Soleil, en 23 jours durant lesquels peut avoir lieu seulement une pleine lune, mais il se peut également qu'il n'y en ait

aucune. Près de chaque nœud lunaire n'est donc possible qu'une seule éclipse par l'ombre.

La Lune pénètre dans l'ombre terrestre par son bord gauche et par ce même bord sort de l'ombre. Plus l'éclipse est proche du nœud, plus l'immersion de la Lune dans l'ombre terrestre est profonde et plus la durée de l'éclipse est grande. La phase de l'éclipse lunaire

$$\Phi = \frac{\rho + \rho_{☾} - \sigma}{2\rho_{☾}}; \tag{6.4}$$

de plus, au milieu de l'éclipse σ devient minimal et détermine la phase maximale de l'éclipse Φ_{max}. Pour une éclipse partielle $(\rho - \rho_{☾}) < \sigma < (\rho + \rho_{☾})$ et $\Phi_{max} < 1$. Pour une éclipse totale $\sigma \leqslant (\rho - \rho_{☾})$ et $\Phi_{max} \geqslant 1$. Dans des cas rares l'éclipse lunaire totale se produit au nœud même (éclipse centrale) et alors au milieu de l'éclipse $\sigma = 0$, et la phase maximale peut atteindre $\Phi_{max} = 1{,}90$.

La durée des éclipses lunaires dépend de leurs conditions. Une éclipse partielle à phase peu grande dure quelques minutes, une éclipse totale, d'un instant (pour $\Phi_{max} = 1$) à $1^h{,}8$ (pour $\Phi_{max} = 1{,}90$), et avec les phases partielles, $3^h{,}8$.

Quand les phases partielles sont petites, l'ombre terrestre sur la Lune semble bien noire par contraste avec la surface lunaire brillante. Au cours d'une éclipse totale, la Lune acquiert une couleur brune, parfois rouge foncé et même rouge brique, du fait que les rayons solaires à ondes longues réfractés par l'atmosphère terrestre l'éclairent quand même.

Les éclipses lunaires sont visibles à partir de tout l'hémisphère nocturne de la Terre, où la Lune se trouve au-dessus de l'horizon; elles s'amorcent et se terminent simultanément pour tout cet hémisphère.

§ 63. Fréquence et périodicité des éclipses

Le recul des nœuds lunaires de $19°{,}3$ par an ($365^j{,}3$) fait que le Soleil en se déplaçant chaque jour de $1°$ sur l'écliptique revient au même nœud dans un intervalle de temps $T_{☊} = 365^j{,}3 - 19^j{,}3 = 346^j$, plus exactement $T_{☊} = 346^j{,}62$, appelé *année draconique*. Les zones des éclipses reposent près des nœuds lunaires diamétralement opposés. Après avoir passé un nœud lunaire, le Soleil atteint l'autre nœud après la moitié de l'année draconique, c'est-à-dire dans 173 jours, alors que six mois synodiques font $6 \cdot 29^j{,}53 = 177$ jours, qui est la période dans laquelle la Lune, elle aussi, se retrouve dans la zone des éclipses. C'est pourquoi chaque année il y a deux périodes (deux époques) des éclipses séparées par un intervalle de 177 ou 178 jours. En une demi-année (183 jours) les époques des éclipses se déplacent de 5 jours en avant et passent progressivement aux différentes saisons de l'année.

Dans chaque zone des éclipses se produit obligatoirement une éclipse solaire et pas plus d'une éclipse lunaire qui, aussi, peut ne pas avoir lieu. Le nombre minimal d'éclipses par année est donc égal à deux, et toutes les deux sont des éclipses solaires. Mais s'il se produit encore une ou deux éclipses lunaires, le nombre total d'éclipses sera de 3 ou 4. Et si dans les deux zones on observe deux éclipses solaires partielles à petite phase (éclipses au bord des zones), entre les éclipses de chaque paire aura lieu sans faute au milieu de la zone une éclipse lunaire totale, et le nombre total d'éclipses sera porté à six. Si la première de ces quatre éclipses solaires partielles aura lieu au début de janvier, alors dans $2 \cdot 177^{j} = 354$ jours, à la fin de décembre, peut avoir lieu encore une éclipse solaire partielle, et le nombre maximal d'éclipses par an fera ainsi 7, dont 5 éclipses solaires partielles et 2 éclipses lunaires totales. Les combinaisons de ce type sont très rares pour les éclipses, mais la dernière a eu lieu en 1982.

Ordinairement en une année on observe 2 ou 3 éclipses solaires et 1 ou 2 éclipses lunaires. Pourtant, les éclipses lunaires sont plus fréquentes que les solaires du fait qu'elles sont visibles à partir de tout l'hémisphère nocturne de la Terre, alors que les éclipses solaires sont visibles seulement dans la région de l'ombre et de la pénombre lunaire, qui aux années différentes parcourent des parties différentes de la surface terrestre. En un lieu défini les éclipses solaires sont observables en moyenne une fois tous les 300 ans, bien que des exceptions existent elles aussi.

Les éclipses solaires et lunaires se répètent inévitablement du fait que leur réalisation dépend des trois périodes: mois synodique $S_{syn} = 29^{j},5306$; mois draconique $S_{\Omega} = 27^{j},2122$ et année draconique $T_{\Omega} = 346^{j},6200$. En effet,

$$223 \cdot S_{syn} = 223 \cdot 29^{j},5306 = 6585^{j},32;$$
$$242 \cdot S_{\Omega} = 242 \cdot 27^{j},2122 = 6585^{j},35;$$
$$19 \cdot T_{\Omega} = 19 \cdot 346^{j},6200 = 6585^{j},78.$$

Par conséquent, chaque éclipse revient dans une période de $6585^{j},3$ = 18 ans 11,3 jours (ou 18 ans 10,3 jours si cette période compte cinq années bissextiles) appelée *saros*. Mais la répétition se reproduit dans des conditions légèrement différentes, le Soleil et la Lune se trouvant à des distances des nœuds qui diffèrent de leurs valeurs précédentes.

Un saros comporte en moyenne 70 ou 71 éclipses, dont 42 ou 43 sont solaires (14 totales, 13 ou 14 annulaires et 15 partielles) et 28 lunaires.

L'éclipse solaire totale la plus proche visible en Union Soviétique aura lieu le 22 juillet 1990, et à Moscou seulement le 16 octobre 2126.

PARTIE III

PRÍNCIPES DE LA MÉCANIQUE CÉLESTE ET DE LA DYNAMIQUE DES VOLS COSMIQUES

CHAPITRE VII

PRINCIPES DE LA MÉCANIQUE CÉLESTE

§ 64. Loi de l'attraction universelle de Newton

La science qui étudie le mouvement des corps célestes s'appelle *mécanique céleste*. Elle est fondée sur la loi de l'attraction de Newton, qui a expliqué et démontré les lois de Kepler.

La loi de l'attraction universelle a été rendue publique par Newton (1643-1727) dans son ouvrage célèbre les *Philosophiae naturalis principia mathematica* (Principes mathématiques de philosophie naturelle) paru en 1687.

Newton a posé et résolu par la méthode géométrique le problème suivant: une planète tourne sur une orbite elliptique dont l'un des foyers est occupé par le Soleil; calculer la force centripète exercée sur la planète à partir du Soleil, c'est-à-dire dirigée vers le foyer de l'ellipse.

Voici la solution analytique de ce problème. Convenons d'abord que la planète subit une force centrale. D'après la deuxième loi de Kepler la vitesse aréolaire de la planète est invariable, c'est-à-dire

$$r^2 = \frac{d\vartheta}{dt} = r^2\dot{\vartheta} = C, \qquad (7.1)$$

où r est le rayon vecteur héliocentrique de la planète, et ϑ, son anomalie vraie.

La formule (7.1) permet d'obtenir sans peine l'expression

$$mrv \sin \widehat{(r,\ v)} = \text{const}, \qquad (7.2)$$

où m est la masse et v, la vitesse de la planète. Le premier membre de l'équation (7.2) est le module du moment cinétique de la planète par rapport au Soleil

$$|\vec{r} \times m\vec{v}| = \text{const}. \qquad (7.3)$$

Puisque d'après la première loi de Kepler l'orbite d'une planète est une courbe plane, le moment cinétique est constant non seulement en module, mais aussi en direction:

$$\vec{r} \times m\vec{v} = \vec{C}. \qquad (7.4)$$

D'après le théorème du moment cinétique:

$$\frac{d}{dt}(\vec{r}\times m\vec{v})=\vec{r}\times\vec{F}, \qquad (7.5)$$

où F est la force exercée sur la planète par le Soleil.

Le premier membre de l'équation (7.5) est identiquement nul, c'est-à-dire

$$\vec{r}\times\vec{F}\equiv 0. \qquad (7.6)$$

Il s'ensuit que tout au cours du déplacement de la planète les vecteurs $\vec{r}$ et $\vec{F}$ sont colinéaires, et par suite, la ligne d'action de la force $\vec{F}$ passe toujours par le corps central (Soleil), c'est-à-dire que cette force est centrale. Pour calculer sa valeur utilisons le théorème de variation de l'énergie cinétique

$$d\left(\frac{mv^2}{2}\right)=\vec{F}\cdot d\vec{r}=F_r\,dr, \qquad (7.7)$$

où m est la masse de la planète; v, le module de sa vitesse; $\vec{r}$, son rayon vecteur héliocentrique; $\vec{F}$, la force exercée par le Soleil sur la planète; F_r, la valeur de sa projection sur le rayon vecteur.

En appliquant la formule (7.1) transformons l'expression du carré de la vitesse de la planète

$$v^2=\dot{r}^2+r^2\dot{\vartheta}^2=\left(\frac{dr}{d\vartheta}\cdot\dot{\vartheta}\right)^2+r^2\dot{\vartheta}^2=r^4\dot{\vartheta}^2\left[\left(\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\vartheta}\right)^2+\frac{1}{r^2}\right]=$$
$$=C^2\left\{\left[\frac{d}{d\vartheta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]^2+\frac{1}{r^2}\right\}.$$

En notant maintenant la dérivation par rapport à ϑ et en introduisant la notation $u=1/r$, récrivons la relation précédente de la façon suivante:

$$v^2=C^2(u'^2+u^2).$$

Remplaçons dans l'équation (7.7) le carré de la vitesse par cette expression pour obtenir

$$d\left[\frac{mC^2}{2}(u'^2+u^2)\right]=F_r\,dr,$$

d'où

$$\frac{mC^2}{2}(2u'u''+2uu')\,d\vartheta=-F_r\frac{u'}{u^2}\,d\vartheta,$$

et finalement tirer l'expression

$$F_r=-mC^2u^2(u''+u), \qquad (7.8)$$

qui s'appelle équation de Binet.

Avec les variables utilisées l'équation focale de l'ellipse (cf. équation (5.1) de la p. 96) devient

$$u = \frac{1 + e\cos\vartheta}{p}.$$

En portant dans l'équation de Binet (7.8) cette valeur de u, on obtient

$$F_r = -mC^2u^2\left(-\frac{e\cos\vartheta}{p} + \frac{1+e\cos\vartheta}{p}\right),$$

c'est-à-dire

$$F_r = -\frac{mC^2}{pr^2},$$

ou

$$F = -\frac{km}{r^2}, \qquad (7.9)$$

où

$$k = \frac{C^2}{p}.$$

Montrons que la quantité k est une constante pour tous les corps du Système solaire.

On trouve par intégration de l'expression (7.1)

$$\frac{2\pi ab}{T} = C, \quad \text{ou} \quad C^2 = \frac{4\pi^2a^2b^2}{T^2},$$

où a est le demi-grand axe, et b, le demi-petit axe de l'orbite elliptique. Puisque $p = a(1 - e^2) = \frac{b^2}{a}$, il vient

$$C^2 = \frac{4\pi^2pa^2}{T^2}.$$

Il est alors évident que

$$k = \frac{C^2}{p} = \frac{4\pi^2a^3}{T^2} = \text{const}$$

pour tous les corps du Système solaire. Ainsi, la force d'attraction de la planète par le Soleil est dirigée vers le Soleil et d'après la formule (7.9), le module de cette force

$$F = \frac{km}{r^2}. \qquad (7.10)$$

D'une façon analogue on peut écrire que la planète agit sur le Soleil avec une force dont le module

$$F_p = \frac{\varkappa M}{r^2}, \qquad (7.11)$$

où M est la masse du Soleil et $\varkappa$, le coefficient de proportionnalité propre à la planète.

D'après la troisième loi de Newton on trouve à partir de (7.10) et (7.11)

$$\frac{km}{r^2}=\frac{\varkappa M}{r^2},$$

d'où

$$\frac{k}{M}=\frac{\varkappa}{m}=\text{const.}$$

En désignant cette constante par G, on obtient que

$$k = GM$$

et d'après (7.10) le module de la force d'attraction réciproque du Soleil et de la planète

$$F=G\frac{Mm}{r^2}. \tag{7.12}$$

La constante G s'appelle constante de l'attraction ou de la gravitation et sa valeur numérique dépend du système des unités. Dans le système SI

$$G = 6{,}672\cdot10^{-11}\ \text{m}^3\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Supposons que la pesanteur sur la Terre est identique quant à sa nature physique à celle de l'attraction mutuelle. Newton a vérifié cette hypothèse d'après le mouvement de la Lune autour de la Terre. L'accélération de la pesanteur à la surface terrestre

$$g=G\frac{m}{R^2}=981\ \text{cm/s}^2,$$

c'est pourquoi dans le champ d'attraction de la Terre la Lune subit l'accélération gravitationnelle

$$g'=G\frac{m}{r^2},$$

où m est la masse de la Terre; $R = 6371$ km, son rayon moyen, et la distance moyenne de la Lune à la Terre $r \approx 60\ R$.

Alors,

$$g'=\frac{g}{60^2}=\frac{981}{3600}=0{,}27\ \text{cm/s}^2.$$

Etant donné que c'est là une accélération centripète, elle peut s'obtenir d'après les paramètres de la révolution de la Lune autour de la Terre. La période de révolution de la Lune $T = 27{,}32$ jours $=$ $= 27{,}32\cdot 86\,400$ s; $r = 60\ R = 60\cdot 6371\cdot 10^6$ cm; donc

$$g'=\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 r=\left(\frac{2\cdot 3{,}1416}{27{,}32\cdot 86400}\right)^2\cdot 60\cdot 6371\cdot 10^5=0{,}27\ \text{cm/s}^2.$$

Ainsi, les différentes méthodes de calcul de l'accélération centripète de la Lune donnent la même valeur. Par conséquent, sa

nature est gravitationnelle, elle est produite par la même force que la gravité sur la Terre. En partant de ce résultat Newton en a tiré la conclusion que la pesanteur et l'attraction mutuelle des corps de l'Univers sont des forces identiques. La loi de l'attraction universelle de Newton s'énonce de la façon suivante:

deux particules matérielles s'attirent mutuellement en raison directe de leurs masses et en raison inverse de la distance entre elles.

La formule (7.12) est l'écriture mathématique de cette loi.

§ 65. Problème des deux corps

Les principes fondamentaux du mouvement de translation des corps célestes naturels et artificiels peuvent être établis en explorant le mouvement de deux corps subissant la force de l'attraction mutuelle.

Si les masses des deux corps sont comparables, ce problème porte le nom de *problème commun des deux corps*; si la masse de l'un des corps peut être négligée, on l'appelle *problème restreint des deux corps*.

La résolution du problème des deux corps dans le cas des corps du Système solaire, ainsi que dans celui des étoiles doubles, pour des intervalles de temps suffisants fait correspondre assez bien la théorie aux observations. Dans le cas du Système solaire ce fait est dû aux particularités de sa structure dynamique, et notamment à:

1) l'éloignement suffisant des corps entre eux, qui rend possible le remplacement des corps réels par des points matériels;

2) la petitesse de la masse de tous les corps du système planétaire par rapport à la masse du Soleil, ce qui permet à la première approche de l'étude des mouvements planétaires ne prendre en compte que l'attraction solaire en négligeant celle exercée par les grosses planètes;

3) les figures du Soleil et de grosses planètes sont apparentées à des sphères, ce qui autorise à envisager d'une façon indépendante les mouvements de translation et de rotation des corps du système planétaire.

Dans la pratique il suffit d'étudier le mouvement d'un point par rapport au système de coordonnées dont l'origine se trouve en un autre point. Retenons donc le système de coordonnées $Sxyz$, la direction de ses axes étant invariable et l'origine se trouvant au point attractif S de masse M. En vertu des lois de la mécanique classique, pour lé deuxième des points P de masse m l'équation de Newton s'écrit

$$m\vec{w} = \vec{F} + \vec{F}_1, \qquad (7.13)$$

où $\vec{w}$ est l'accélération relative du point P; $\vec{F}$, la force d'attraction newtonienne et $\vec{F}_1$, la force d'inertie produite par la translation

accélérée du système de coordonnées $Sxyz$ avec son origine S par rapport à un système de référence à inertie quelconque.

Conformément à la loi de l'attraction de Newton le module de la force $F = GmM/r^2$, où G est la constante de l'attraction, et r, la distance du point P à l'origine des coordonnées. La direction de cette force est donnée par le vecteur unité $-\vec{r}/r$. Donc, $\vec{F} = -GmM\vec{r}/r^3$. Le point S subit l'action de la force $-\vec{F}$ de direction opposée. Alors, l'accélération de la translation du système de coordonnées est $Gm\vec{r}/r^3$. En multipliant cette accélération par la masse du point P et en changeant le signe du produit, on obtient que $\vec{F}_1 = -Gm^2\frac{\vec{r}}{r^3}$.

Maintenant, en portant les valeurs obtenues des forces $\vec{F}$ et $\vec{F}_1$ dans la relation (7.13), on aboutit après des simplifications à l'équation du mouvement relatif

$$\ddot{\vec{r}} = -G(M+m)\frac{\vec{r}}{r^3} = -\frac{\mu}{r^3}\vec{r}. \qquad (7.14)$$

Dans le problème restreint de deux corps, pour $m \ll M$, on a $\mu = GM$.

§ 66. Lois de Kepler généralisées

Les solutions de l'équation (7.14) faisant l'objet d'une description assez détaillée des cours de Mécanique classique, nous nous bornerons dans ce qui suit à un examen sommaire des conséquences principales qu'on en tire.

L'équation différentielle (7.14) possède les intégrales premières suivantes:

intégrale des aires

$$\vec{r} \times \vec{v} = \vec{C}, \qquad (7.15)$$

où $\vec{C} = m\vec{C}$ est le vecteur constant du moment cinétique. En vertu de la constance de $\vec{C}$, l'orbite du corps est une courbe plane. Si l'on introduit dans ce plan les coordonnées polaires r et ϑ (cf. fig. 42), l'intégrale des aires peut s'écrire

$$r^2\frac{d\vartheta}{dt} = C, \qquad (7.16)$$

qui conduit à la deuxième loi de Kepler (loi des aires). Si $d\sigma$ est l'aire balayée par le rayon vecteur en un intervalle de temps dt, la vitesse aréolaire

$$\nu = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{2}r^2\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{1}{2}C. \qquad (7.17)$$

D'où

$$\sigma = \frac{1}{2}\int_{t_0}^{t} C\,dt = \frac{1}{2}C(t-t_0). \tag{7.18}$$

Autrement dit, l'aire balayée par le rayon vecteur est proportionnelle à la durée du mouvement (cf. § 49).

La force qui figure dans l'équation du mouvement relatif est une force potentielle. Son potentiel est déterminé par l'expression

$$\Pi = -G\frac{m(M+m)}{r} = -m\frac{\mu}{r}.$$

Intégrale d'énergie. La loi de la conservation de l'énergie découle de l'équation du mouvement (7.14)

$$\frac{v^2}{2} - \frac{\mu}{r} = h. \tag{7.19}$$

Ici h est la constante égale à l'énergie mécanique totale rapportée à la masse du corps en mouvement.

Etant donné que $v^2 \geqslant 0$, pour $h \geqslant 0$ l'équation (7.19) est vérifiée quelles que soient les r, et le mouvement n'est pas limité dans l'espace. Pour $h < 0$ le mouvement est limité dans l'espace.

Sous sa forme générale l'équation de l'orbite (solution de l'équation (7.14)) est de la forme

$$r = \frac{p}{1+e\cos\vartheta}, \tag{7.20}$$

où ϑ est l'anomalie vraie et e l'excentricité.

Cette excentricité est déterminée par la valeur de l'énergie totale; elle vaut

$$e = \sqrt{1+\frac{2hC^2}{\mu^2}}. \tag{7.21}$$

Le paramètre focal s'écrit

$$p = a(1-e^2) = \frac{C^2}{\mu}. \tag{7.22}$$

(7.21) montre que les trajectoires peuvent adopter trois formes:

1) $0 \leqslant e < 1$ $(h < 0)$: une ellipse ($e = 0$: une circonférence);
2) $e = 1$ $(h = 0)$: une parabole;
3) $e > 1$ $(h > 0)$: une hyperbole.

La formule (7.20) représente l'expression analytique de la *première loi généralisée de Kepler.*

Sous l'action d'une force d'attraction un corps céleste se déplace dans le champ d'attraction d'un autre corps céleste suivant l'une des sections coniques: cercle, ellipse, parabole, hyperbole.

Dans le cas général du mouvement elliptique le point de l'orbite le plus proche du corps central s'appelle *péricentre*, et le plus éloigné,

apocentre. Dans le cas du mouvement autour du Soleil ces points s'appellent *périgée* et *apogée*.

Troisième loi généralisée de Kepler. Pour le mouvement elliptique on obtient sans peine la relation entre la période de révolution sidérale T et le demi-grand axe a de l'orbite. L'aire de l'ellipse étant $\sigma = \pi a^2\sqrt{1-e^2}$, et le rayon vecteur la balayant en une période T, on en tire de (7.17) que $C = \frac{2\pi a^2\sqrt{1-e^2}}{T}$. D'autre part, (7.22) entraîne que

$$C=\sqrt{\mu a(1-e^2)}. \tag{7.23}$$

En égalant ces deux expressions on obtient

$$\frac{T^2(M+m)}{a^3}=\frac{4\pi^2}{G}. \tag{7.24}$$

Cette relation représente la troisième loi généralisée de Kepler. Elle est juste pour tous les corps matériels qui s'attirent, que ce soient les planètes, les étoiles doubles ou les corps artificiels, du fait que dans le deuxième membre de la relation (7.24) figurent des constantes universelles.

Soit M_1, la masse du Soleil; m_1, la masse de la planète; a_1 et T_1, respectivement, le demi-grand axe et la période sidérale de la révolution de la planète autour du Soleil. S'il existe un autre système, par exemple, planète de masse M_2 et satellite de la planète de masse m_2 qui tourne autour de la planète avec une période T_2 à une distance moyenne a_2, ces deux systèmes vérifient la troisième loi généralisée de Kepler (7.24) qui devient

$$\frac{T_1^2(M_1+m_1)}{T_2^2(M_2+m_2)}=\frac{a_1^3}{a_2^3}. \tag{7.25}$$

Pour le mouvement de deux corps de faible masse autour d'un corps central, par exemple, pour le mouvement des planètes autour du Soleil, dans la formule (7.25) il faut poser: $M_1 = M_2$; $m_1 \ll M_1$; $m_2 \ll M_2$; alors,

$$\frac{T_1^2}{T_2^2}=\frac{a_1^3}{a_2^3}$$

c'est-à-dire on aboutit à la troisième loi empirique de Kepler (cf. § 49).

L'expression de l'excentricité (7.21) et la formule (7.23) permettent de tirer sans peine que

$$2h=-\frac{\mu}{a}.$$

Alors, l'intégrale de l'énergie (7.19) se met sous la forme

$$v^2=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right). \tag{7.26}$$

Cette formule est juste pour toute forme de mouvement. Pour une orbite elliptique $a > 0$; pour une orbite parabolique, $a = \infty$ et pour une orbite hyperbolique, $a < 0$.

Vitesses caractéristiques du mouvement képlérien. Pour chaque distance r du corps central il existe deux vitesses caractéristiques, l'une pour $r = a$ qui est la vitesse circulaire

$$v_a = \sqrt{\frac{\mu}{r}} = \sqrt{\frac{\mu}{a}}, \tag{7.27}$$

le corps animé de cette vitesse se mouvant sur une orbite circulaire; l'autre, la vitesse parabolique

$$v_p = \sqrt{\frac{2\mu}{r}},$$

lorsque le corps s'éloigne du corps central suivant une parabole ($a = \infty$). Il est clair que toujours $v_p = v_a \cdot \sqrt{2}$.

Lorsque le corps tourne sur une orbite elliptique la vitesse orbitale moyenne coïncide avec la vitesse circulaire

$$v_a = \sqrt{\frac{\mu}{a}} = \frac{2\pi a}{T}, \tag{7.28}$$

où a est le demi-grand axe de l'orbite, et T. la période sidérale de révolution. Les égalités (7.26) et (7.28) permettent d'obtenir qu'en tout point d'une orbite elliptique à la distance r du corps central, la vitesse du corps en révolution est

$$v = v_a \sqrt{\frac{2a}{r} - 1}. \tag{7.29}$$

La vitesse au péricentre est déterminée pour $r = q = a(1 - e)$, et la vitesse en apocentre, pour $r = Q = a(1 + e)$.

Dans le problème restreint des deux corps la constante $\mu = GM$ et elle est déterminée seulement par la masse du corps central. En négligeant en première approximation l'attraction mutuelle des planètes, on peut envisager le mouvement de chacune d'elles autour du Soleil dans les conditions du problème restreint des deux corps. Alors, pour toute planète, la vitesse moyenne

$$v_a = \sqrt{\frac{\mu}{a}}. \tag{7.30}$$

et pour la Terre

$$v_{0a} = \sqrt{\frac{\mu}{a_0}} = \frac{2\pi a_0}{T_0} = \frac{2 \cdot 3{,}1416 \cdot 149{,}6 \cdot 10^6 \text{ km}}{31{,}56 \cdot 10^6 \text{ s}} = 29{,}78 \text{ km/s}, \tag{7.31}$$

la période de révolution de la Terre étant $T_0 = 365{,}2564 \cdot 86\,400 = 31{,}56 \cdot 10^6$ s. En divisant (7.30) par (7.31) on trouve la vitesse

moyenne d'une planète quelconque

$$v_a = 29{,}78\sqrt{\frac{a_0}{a}}\ \text{km/s},$$

et en exprimant a en unités astronomiques (u.a.) et en retenant que $a = 1$ u.a., on obtient finalement

$$v_a = \frac{29{,}78}{\sqrt{a}}\ \text{km/s}. \tag{7.32}$$

§ 67. Problème de nombreux corps

Il est impossible d'indiquer dans la nature deux corps subissant la gravitation qui vérifient rigoureusement la solution du problème de deux corps. Pour une analyse précise il faut prendre en considération les perturbations dues également aux autres corps exerçant l'attraction.

Aussi, en astronomie, examine-t-on souvent en plus du problème des deux corps, le *problème des trois corps* et même des *n corps*. Il y est question du mouvement des masses ponctuelles correspondantes soumises à l'attraction mutuelle. Le nombre de corps constitutifs du système envisagé est déterminé par des considérations physiques. Il faut que le système des n corps soit considéré avec une précision élevée comme un système fermé et isolé.

Ainsi, la simulation du Système solaire peut se ramener à un problème de 10 corps (le Soleil et 9 planètes). Dans plusieurs cas il suffit de tenir compte en plus de l'attraction solaire, de celle exercée par les grosses planètes massives Jupiter et Saturne. Les perturbations mutuelles de Jupiter et de Saturne sont si importantes, que leur mouvement doit être envisagé au moins dans le cadre du problème de trois corps. Le mouvement de la Lune est également exploré sur la base du problème de trois corps (le Soleil, la Terre, la Lune).

Dans le problème des n corps il faut trouver $3\,n$ coordonnées sous la forme de fonctions explicites du temps. Chacune des coordonnées étant définie par une équation différentielle d'ordre deux, l'ordre général du système d'équations du mouvement est $6\,n$. Le problème admet 10 intégrales classiques de l'équation du mouvement. Elles se déduisent des théorèmes généraux de la dynamique d'un système.

Etant donné que dans le système de corps attractifs toutes les forces sont intérieures, le mouvement du centre de masse du système est rectiligne et uniforme (dans un système de coordonnées à inertie). Si l'on désigne par r_i le rayon vecteur de la masse m_i, alors le rayon vecteur $\vec{r}_c$ et la vitesse $\vec{v}_c$ du centre de masse du système de corps

vérifient les relations

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum m_i \vec{r}_i = \vec{C}_1 t + \vec{C}_2 \quad \text{et} \quad \vec{v}_c = \frac{1}{m} \sum m_i \dot{\vec{r}}_i = \vec{C}_1,$$

où $m = \sum m_i$ et $\vec{C}_1$ et $\vec{C}_2$, les constantes vectorielles arbitraires. En projetant ces intégrales vectorielles sur les axes des coordonnées, on obtient six intégrales scalaires du mouvement du centre des masses.

Puisque le moment résultant des forces appliquées est nul, le moment cinétique du système est constant

$$\sum \vec{r}_i \times m_i \dot{\vec{r}}_i = \vec{C} = \text{const.}$$

La projection sur les axes des coordonnées de cette dernière équation vectorielle donne trois intégrales des aires.

Enfin, en vertu de la loi de la conservation de l'énergie mécanique totale, écrivons l'intégrale de l'énergie

$$\frac{1}{2} \sum m_i \dot{r}_i^2 = U + h,$$

où U est le potentiel des forces de l'attraction mutuelle, et h, une constante arbitraire.

§ 68. Problème restreint des trois corps

L'étude du mouvement de la Lune, des comètes, des astéroïdes, des satellites artificiels et des appareils cosmiques impose le plus souvent la résolution du problème de trois corps. Sa solution analytique pour le cas général n'est pas encore trouvée. Dans la pratique de l'astronomie a acquis une grande importance l'application du *problème (circulaire) restreint des trois corps*, où la masse de l'un des corps est négligeable par rapport à celles des deux autres, alors que les corps massifs se déplacent suivant des orbites circulaires képlériennes autour du centre des masses commun.

Cette position du problème convient parfaitement pour l'étude du mouvement des astéroïdes, du fait que l'excentricité de l'orbite de Jupiter égale à 0,048 peut être négligée. Le problème restreint des trois corps peut être appliqué également à l'étude de la dynamique du vol vers la Lune, l'excentricité de l'orbite lunaire étant également très faible (sa valeur approchée est de 0,055).

Prenons le système de coordonnées orthogonal d'origine au centre d'inertie O des masses attractives m_1 et m_2, dont le plan principal coïncide avec le plan des orbites de ces masses (fig. 72). Communiquons à ce système de coordonnées un mouvement de rotation uniforme autour de l'axe des cotes à la vitesse angulaire $n = \frac{2\pi}{T}$ égal au

mouvement moyen des masses attractives. Faisons passer l'axe des abscisses par les masses attractives m_1 et m_2, dont les abscisses égales respectivement à $-a_1$ et $-a_2$ restent invariables dans le temps. Notons que d'après la troisième loi généralisée de Kepler (7.24)

$$n^2 = \frac{G(m_1+m_2)}{(a_1+a_2)}.$$

Composons les équations différentielles par rapport au mouvement du troisième corps P, en nous bornant pour simplifier au cas du mouvement dans le plan des orbites des masses attractives. Ce corps subit les forces de l'attraction newtonienne de la part des corps de masses m_1 et m_2, dont le potentiel global pour le point de la position du corps P vaut

$$U = \frac{Gm_1}{r_1} + \frac{Gm_2}{r_2}.$$

L'accélération centrifuge du corps P est égale à $n^2\vec{r}$, et l'accélération de Coriolis

$$2[\vec{n}, \vec{v}_r],$$

où $\vec{v}_r$ est la vitesse relative du corps P. L'équation vectorielle du mouvement est de la forme

$$\vec{w}_r = \text{grad}\, U + n^2\vec{r} + 2[\vec{n}, \vec{v}_r]. \tag{7.33}$$

Ici $\vec{w}_r$ est l'accélération du corps P par rapport au système de coordonnées mobile.

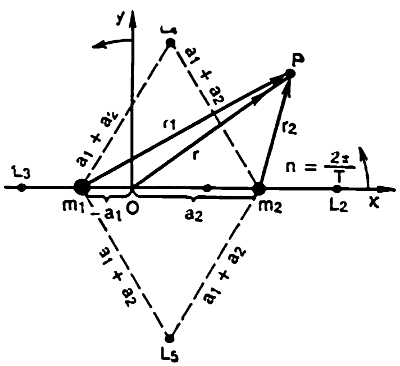


Fig. 72. Problème restreint des trois corps. L_1, L_2, L_3. points de libration colinéaires (point L_1 entre O et m_2) et L_4, L_5. points triangulaires de libration (points de Lagrange)

Dans le cas général l'équation (7.33) ne peut pas être résolue analytiquement. Il ne peut s'agir que des solutions partielles ou de la construction approchée des solutions.

Lagrange a indiqué cinq solutions partielles du problème auxquelles dans un plan en rotation correspondent les positions d'un équilibre relatif : ce sont les points de Lagrange. Trois d'entre eux reposent sur la droite passant par les points attractifs (*points de libration colinéaires* L_1, L_2, L_3). Deux autres solutions équipondérales sont telles, que si seulement au moment initial les vitesses relatives des trois corps sont nulles, ils se trouvent tous les trois en permanence aux sommets d'un triangle équilatéral. Ces positions de l'équilibre relatif s'appellent *points triangulaires de libration* (L_4, L_5).

Lagrange lui-même les a évalués comme « un objet de curiosité mathématique pure ». Or, la nature est si variée dans ses manifestations, qu'il s'est avéré que ces solutions sont en fait réalisées elles

aussi. Premièrement, il existe deux groupes d'astéroïdes les « Troyens» et les « Grecs », qui se trouvent approximativement en deux points triangulaires de libration dans le système « Soleil-Jupiter-astéroïde ». Deuxièmement, en 1961 on a découvert aux points de libration triangulaires du système « Terre-Lune » des nuages de poussière. Actuellement on élabore des projets de lancement d'un appareil cosmique vers les points de libration pour réaliser des observations astronomiques durables sans correction de l'orbite.

Etant donné qu'aux points de libration le corps se trouve à l'état de repos (dans le système de coordonnées envisagé), la vitesse du corps $v_r(t) = 0$, son accélération $w_r(t) = 0$ et $n^2\vec{r} = \text{grad}\,\frac{n^2r^2}{2}$.

En posant $U + \frac{n^2z^2}{2} = \Omega$, pour calculer les points de libration ramenons l'équation (7.33) à la forme

$$\text{grad}\,\Omega = 0. \tag{7.34}$$

Transformons d'abord l'expression de la fonction Ω en prenant en considération que $r_i^2 = (x - a_i) + y^2$ $(i = 1, 2)$. Examinons l'expression

$$m_1r_1^2 + m_2r_2^2 = (m_1 + m_2)\,r^2 - 2\,(m_1a_1 + m_2a_2)\,x + m_1a_1^2 + m_2a_2^2.$$

L'origine des coordonnées coïncidant avec le centre des masses des corps m_1 et m_2, on a $m_1a_1 + m_2a_2 = 0$; alors

$$r^2 = \frac{m_1r_1^2 + m_2r_2^2}{m_1 + m_2} - \frac{m_1a_1^2 + m_2a_2^2}{m_1 + m_2}.$$

Portons dans le potentiel de Ω les expressions de n^2 et r^2. A une constante additive près on a

$$\Omega = \frac{Gm_1}{r_1} + \frac{Gm_2}{r_2} + \frac{G\,(m_1r_1^2 + m_2r_2^2)}{(a_2 + a_1)^3}.$$

La condition d'existence d'une solution équipondérale grad $\Omega = 0$ se ramène à deux équations

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Omega}{\partial x} &= \frac{\partial\Omega}{\partial r_1}\frac{\partial r_1}{\partial x} + \frac{\partial\Omega}{\partial r_2}\frac{\partial r_2}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial\Omega}{\partial y} &= \frac{\partial\Omega}{\partial r_1}\frac{\partial r_1}{\partial y} + \frac{\partial\Omega}{\partial r_2}\frac{\partial r_2}{\partial y} = 0, \end{aligned} \tag{7.35}$$

satisfaites si

$$\frac{\partial\Omega}{\partial r_1} = \frac{\partial\Omega}{\partial r_2} = 0.$$

Ecrivons ce système sous une forme explicite

$$-\frac{Gm_i}{r_i^2} + \frac{Gm_ir_i}{(a_2 + a_1)^3} = 0 \quad (i = 1, 2),$$

d'où

$$r_1 = r_2 = a_2 + a_1,$$

c'est-à-dire le point attiré doit en effet se trouver au sommet d'un triangle équilatéral.

Les points colinéaires de Lagrange L_1, L_2, L_3 sont fournis par le système d'équations (7.35), où l'on pose $y_i = 0$. Le point L_1 s'appelle *point interne de Lagrange*

On recourt au problème restreint des trois corps non seulement pour l'étude du mouvement des corps naturels du système solaire et des corps artificiels, mais encore dans la théorie des étoiles doubles, dans l'exploration de l'échange de matière entre deux composantes.

§ 69. Notion de mouvement perturbé

Dans l'analyse du mouvement des corps célestes on arrive rarement à isoler un système fermé qui réduirait le problème au problème de n corps. Le mouvement du corps qui nous intéresse dans un référentiel d'origine au droit du corps attractif principal et aux axes à directions fixes est alors décrit par l'équation vectorielle du mouvement

$$m\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\frac{Gm(M+m)}{r^3}\vec{r} + \vec{\Phi}, \tag{7.36}$$

où $\Phi \ll \frac{G(M+m)m}{r^2}$. Le premier terme du deuxième membre est ici la force principale, celle de l'attraction vers le corps central, et le deuxième terme est ce qu'on appelle la *force perturbatrice* de nature physique arbitraire, ordinairement très petite par rapport à la première force.

Si on adopte $\Phi = 0$, l'équation (7.36) détermine le mouvement képlérien dit *non perturbé*. Contrairement à ce mouvement, celui décrit par (7.36) avec $\Phi \neq 0$ est dit *perturbé*. La petitesse des perturbations fait que les écarts des éléments des orbites képlériennes sont très faibles.

Voici quelques exemples du mouvement perturbé.

Pour un astéroïde, le corps attractif central est le Soleil. Il convient d'admettre que le mouvement elliptique képlérien que décrirait un astéroïde en l'absence d'autres influences serait non perturbé.

L'astréroïde dans son mouvement subit la faible action perturbatrice des grosses planètes voisines, par exemple, celle de Jupiter. La force d'attraction de l'astéroïde par Jupiter est perturbatrice. Elle est faible en module par rapport à celle exercée par le Soleil, la masse de Jupiter étant plus de mille fois plus petite que la masse solaire, alors que les distances entre l'astéroïde et le Soleil d'une part et l'astéroïde et Jupiter de l'autre sont de même ordre. Il est établi que Jupiter provoque l'évolution de la ceinture des astéroïdes, et bien que son action perturbatrice soit faible, il ne faut pas la négliger.

Un autre exemple du mouvement perturbé est fourni par les satellites artificiels de la Terre. On sait que près des pôles la Terre

est aplatie, cet aplatissement $\varepsilon = (R_0 - R_p)/R_0 = 1/298{,}2$ (R_0, R_p sont respectivement les rayons équatorial et polaire). L'aplatissement de la Terre décentralise son champ gravitationnel et rend perceptibles les perturbations du mouvement des satellites, bien qu'en module la force perturbatrice ne vaille qu'une fraction de pour cent de la force d'attraction qu'exercerait une Terre sphérique.

Sous l'action des forces perturbatrices les éléments de l'orbite des corps célestes subissent des *perturbations* (*des inégalités*) qui sont de trois types: *périodiques*, *séculaires* et *mixtes*.

Les perturbations séculaires et mixtes présentent de l'intérêt du point de vue cosmogonique (évolutif). Leur étude est poursuivie avec un soin tout particulier.

Considérons maintenant l'exemple classique d'une force perturbatrice engendrée par un corps perturbateur.

Examinons le mouvement du point P_2 soumis à l'action de l'attraction newtonienne exercée par les points matériels P_0 et P_1 dans le système de référence à origine en P_0 (fig. 73).

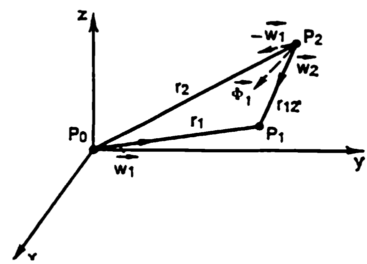


Fig. 73. Calcul de l'accélération perturbatrice du point matériel $P_2 \cdot \vec{w}_1$. accélération du corps P_0 due au corps P_1 ; $\vec{w}_2$, accélération du corps P_2 due au corps P_1 ; $\vec{\Phi}_1 = \vec{w}_2 - \vec{w}_1$. accélération perturbatrice du corps P_2 due au corps P_1

Désignons les masses des points P_0, P_1, P_2 respectivement par M, m_1 et m_2 et introduisons dans notre examen les rayons vecteurs de la figure 73. Les forces d'attraction du point P_2 par les points P_0 et P_1 valent alors respectivement

$$-\frac{GMm_2}{r_2^3}\vec{r}_2 \quad \text{et} \quad +\frac{Gm_1m_2}{r_{12}^3}\vec{r}_{12}.$$

En vertu du théorème de Coriolis, dans le système de coordonnées retenu le point P_2 subit en plus de ces forces les forces d'inertie engendrées par la translation accélérée du système de coordonnées animé d'une accélération $\vec{w}$ par rapport au référentiel absolu

$$\vec{w} = \frac{Gm_1}{r_1^3}\vec{r}_1 + \frac{Gm_2}{r_2^3}\vec{r}_2.$$

Dans cette égalité le premier terme est conditionné par l'attraction exercée par le point P_1, et le deuxième terme, par le point P_2. Alors, pour le point P_2 la force d'inertie s'écrit

$$-m_2\vec{w} = -\frac{Gm_2^2}{r_2^3}\vec{r}_2 - \frac{Gm_1m_2}{r_1^3}\vec{r}_1.$$

La résultante de toutes les forces examinées devient

$$\vec{F} = -\frac{Gm_2(M+m_2)}{r_2^3}\vec{r}_2 + Gm_1m_2\left(\frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}^3} - \frac{\vec{r}_1}{r_1^3}\right). \qquad (7.37)$$

Ici le premier terme détermine le mouvement non perturbé, alors que le deuxième représente la force perturbatrice produite par le corps P_1. Il est clair que cette force provoque l'accélération perturbatrice du point exploré, déterminée par la différence géométrique des accélérations des points P_0 et P_2 dues à l'attraction du corps perturbateur P_1. L'accélération perturbatrice vaut

$$\vec{\Phi}_1 = Gm_1\left(\frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}^3} - \frac{\vec{r}_2}{r_2^3}\right). \qquad (7.38)$$

§ 70. Découverte de nouvelles planètes

Pendant longtemps les observations systématiques d'Uranus découvert en 1781 par W. Herschel marquaient un écart par rapport à la théorie du mouvement de la planète. Les tentatives de mettre au point cette théorie par les méthodes mathématiques ont été infructueuses. Les perturbations observées qu'il était impossible d'expliquer théoriquement ont amené le savant allemand F. Bessel (1784-1846) à la conclusion que hors de l'orbite d'Uranus il existe une planète inconnue à laquelle sont dus les écarts observés dans son mouvement. C'est ainsi qu'a été posé le problème qui consiste à déterminer la position et la masse d'une planète inconnue d'après les perturbations qu'elle produit.

Sa résolution a été entreprise simultanément par le Français U. Le Verrier (1811-1877) et l'Anglais J. Adams (1819-1892). En partant de la loi empirique des distances planétaires de Titius-Bode (cf. § 115), les deux savants ont adopté comme demi-grand axe de l'orbite de la planète inconnue la valeur de 38,8 u.a. Sa position hypothétique dans le ciel a été calculée au préalable par Adams et Le Verrier pratiquement en même temps. D'après les calculs de Le Verrier, l'astronome de Berlin J. Galle (1812-1910) a trouvé le 23 septembre 1846 la planète hypothétique seulement à 1° de l'emplacement prévu. La nouvelle planète a reçu le nom de Neptune.

Sa découverte « au bout de la plume » a été le triomphe de la mécanique céleste. Elle a démontré avec toute la conviction possible la validité de la théorie de Copernic et de la loi de l'attraction.

De nos jours encore l'idée de la recherche de nouvelles planètes n'est pas abandonnée par les astronomes. Au début du XXe siècle l'astronome américain P. Lowell (1855—1916), en reprenant à la suite de Le Verrier des calculs compliqués, a prédit l'existence d'une planète encore, appelée par la suite Pluton. Il convient de noter que la découverte des planètes lointaines est une tâche exces-

sivement ardue, leur éclat étant très faible ; pour déceler leur déplacement négligeable sur le fond du ciel il faut comparer avec tout le soin possible la position des centaines de milliers d'étoiles sur les photographies du ciel stellaire prises à de grands intervalles de temps. C'est de cette façon précisément que C. Tombaugh a découvert en 1930 la planète Pluton.

§ 71. Problème de la stabilité du Système solaire

Comme nous l'avons dit au § 69, les planètes du Système solaire exercent des perturbations réciproques. Il en résulte que leurs orbites elliptiques subissent des perturbations séculaires, périodiques et mixtes ; les éléments des orbites changent légèrement dans le temps.

Les perturbations périodiques sont d'ordinaire peu grandes. Ainsi, leurs amplitudes maximales en positions apparentes sont pour Mercure 15″, pour Vénus, 30″ ; pour Mars, 2′. Leurs valeurs sont les plus importantes dans le cas de Jupiter et de Saturne, pour lesquels elles atteignent respectivement 48′ et 28′. Exprimées en unités linéaires, les perturbations des planètes sont très importantes. Ainsi, pour Neptune elles sont d'environ 2 millions de kilomètres ; pour Mars, de 46 mille kilomètres. Les périodes des perturbations sont également différentes, il en existe qui durent plusieurs centaines d'années.

Les perturbations séculaires qui présentent le plus d'intérêt pour l'évolution du Système solaire, augmentent très lentement. Par exemple, d'après la théorie du mouvement de la Terre établie sur la base des observations poursuivies pendant plusieurs centaines d'années, l'excentricité de son orbite subit des perturbations séculaires qui s'expriment par la formule

$$e = 0{,}0167498 - 0{,}0000426t - 0{,}000000137t^2. \qquad (7.39)$$

Ici t est l'intervalle de temps compté en siècles à partir de 1900. En une année l'excentricité change de 0,0000004, en 100 ans, de 0,0000427.

Toutefois, pendant de grands intervalles de temps, de telles perturbations pourraient modifier sensiblement le mouvement des planètes. En 10^4 ans l'excentricité de l'orbite terrestre doit diminuer jusqu'à 0,0134. Les théories analytiques du mouvement des planètes ne peuvent donner une traduction assez exacte de leurs mouvements réels que pour un intervalle de temps défini, après lequel ces théories deviennent inapplicables.

Une question se pose, à savoir : si toutes les planètes se déplaçaient et se déplaceront sur les mêmes orbites que c'est le fait de nos jours ? Du point de vue de la mécanique céleste ce problème peut être énoncé comme suit : les demi-grands axes, les excentricités et les inclinaisons des orbites planétaires subissent-ils des modifications séculaires pures ?

La description théorique de la stabilité du Système solaire présente de grandes difficultés mathématiques, et ce problème n'est pas résolu jusqu'à présent. Laplace, Lagrange, le Verrier, d'autres encore ont eu le grand mérite d'avoir décrit la stabilité du Système solaire du point de vue qualitatif. Leurs ouvrages ont montré que les éléments des orbites a, e et i des planètes du Système solaire ne subissent probablement pas des perturbations purement séculaires se renforçant avec le temps.

Certaines données sur le passé lointain du Système solaire peuvent être tirées des explorations géologiques. Les renseignements qu'elles fournissent indiquent que pendant des millions d'années le climat terrestre n'a pas subi de modifications importantes qui pourraient être considérées comme résultat de la variation de l'orbite terrestre. Même les modifications si perceptibles des conditions climatiques en Europe que les glaciations peuvent être parfaitement incriminées aux variations négligeables de l'excentricité de l'orbite terrestre et de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre par rapport au plan de l'orbite. Il se peut très bien, comme le montrent les calculs, que ces variations ont baissé la température annuelle moyenne en Europe jusqu'à une valeur suffisante pour la formation des glaciers. Des variations plus importantes de l'excentricité de l'orbite ou de la distance moyenne de la Terre au Soleil devraient intervenir d'une façon bien plus brusque sur le climat. Mais tout au long de plusieurs millions d'années les géologues n'ont décelé aucune trace de telles variations.

On peut en tirer la conclusion que pendant tout ce temps la Terre se déplaçait à peu près de la même façon que maintenant, et la formule (7.39) et celles qui lui sont analogues sont inexactes pour de grands intervalles de temps.

Les planètes étant attirées l'une vers l'autre, les modifications importantes du mouvement de l'une d'entre elles ne peuvent ne pas entraîner des changements importants dans le mouvement des autres planètes. En partant de ces considérations on peut conclure que non seulement le mouvement de la Terre, mais aussi celui des autres planètes garde à peu près la même allure depuis des millions d'années, c'est-à-dire les excentricités, les demi-grands axes et les inclinaisons des orbites planétaires ne subissent pas des perturbations séculaires. Par ailleurs, il n'est pas exclu que les longitudes des nœuds ascendants et des périhélies des orbites planétaires subissent de telles perturbations, mais ces dernières n'influent pas sur l'évolution du Système solaire.

§ 72. Détermination des masses et des figures des corps célestes

Les méthodes astronomiques permettent de déterminer en unités absolues les masses des corps célestes, si ces masses sont exprimées en masse de la Terre.

Le procédé le plus simple de la détermination des masses est fondé sur la troisième loi de Kepler. Pour évaluer les masses des planètes en masses de la Terre le mouvement d'un satellite de la planète est comparé au mouvement de la Lune autour de la Terre. A cet effet dans la formule (7.25) on entend par M_1 la masse de la planète, par a_1 et T_1, le demi-grand axe de l'orbite du satellite et la période de sa révolution autour de la planète, déterminés par observation. Dans les calculs approchés la masse du satellite par rapport à la masse de la planète peut être négligée. En admettant que M_2 =

$= M_0$ est la masse de la Terre ; T_2, le mois sidéral ; a_2, le demi-grand axe de l'orbite lunaire, on calcule la masse de la planète en masses de la Terre. Si T_1 est exprimé en minutes, et a_1 en kilomètres, (7.25) entraîne

$$\frac{M_1}{M_0}\frac{a_1^3}{T_1^2}\frac{T_2^2}{a_2^3}\approx 2{,}75\cdot 10^{-8}\frac{a_1^3}{T_1^2}. \qquad (7.40)$$

Par exemple, pour Callisto, le satellite de Jupiter, $a_1 = 1{,}880 \times \times 10^6$ km ; $T_1 = 16^{\mathrm{j}}16^{\mathrm{h}}32^{\mathrm{m}}$; alors, la masse de Jupiter en masses de la Terre vaut $\frac{M_1}{M_0} = 318$. D'après le mouvement des satellites artificiels de la Lune on a précisé la masse de la Lune qui s'est avérée égale à 1/81,30 de la masse de la Terre. D'une façon analogue on a trouvé à l'aide des satellites artificiels (octobre 1975) la masse de Vénus ($0{,}815\ M_0$).

Les perturbations du mouvement des satellites artificiels proches des planètes et de la Lune rendent possible la détermination très précise des figures des planètes (aplatissement, triaxialité, asymétrie de la planète par rapport au plan de son équateur, etc.), leurs champs gravitationnels.

La masse de Mercure qui ne possède pas de satellites est établie avec une précision plus faible d'après les perturbations que Mercure provoque dans le mouvement des astéroïdes qui passent assez près de la planète.

§ 73. Marées hautes et basses

Le niveau des mers et des océans terrestres subit deux fois en $24^{\mathrm{h}}52^{\mathrm{m}}$ un flux (*marée haute*) et un reflux (*marée basse* ou encore jusant). Puisque dans son mouvement autour de la Terre la Lune se déplace par jour vers l'Est de 13°, cet intervalle de temps est une moyenne entre les passages au méridien supérieurs successifs de la Lune. Cette coïncidence indique que la marée est due essentiellement à l'attraction de la couche d'eau terrestre par la Lune. Voici la description de ces phénomènes (fig. 74).

Supposons que la surface de la Terre soit couverte d'une couche d'eau uniforme. Considérons les particules de l'eau aux points A et B du diamètre de la Terre, dont le prolongement passe par le centre de la Lune. Il est clair que l'accélération gravitationnelle des particules d'eau en A est plus grande que l'accélération au centre T du corps solide de la Terre, qui à son tour est plus grande que l'accélération des particules en B. Par rapport au centre de la Terre les accélérations des particules aux points A et B ou accélérations de marée, sont dirigées suivant le rayon R à partir du centre de la

Terre et valent

$$w = w_A - w_T = -(w_B - w_T) = \frac{Gm_☾}{(r-R)^2} - \frac{Gm_☾}{r^2} \approx \frac{Gm_☾}{r^3} 2R. \quad (7.41)$$

La dernière expression rend compte que le rayon de la Terre $R \ll r$. Des calculs analogues montrent que l'accélération de marée en C est dirigée vers le centre de la Terre et sa valeur est donnée par (7.41).

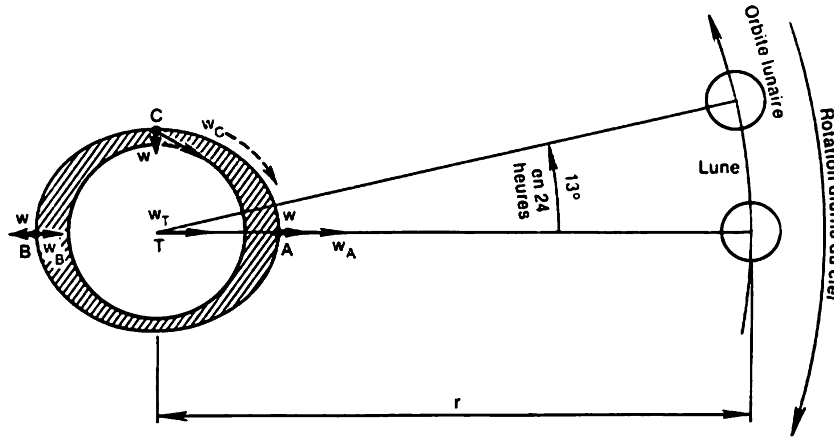


Fig. 74. Schéma des marées. L'accélération de marée aux points A et B est dirigée à partir du centre; au point C, vers le centre de la Terre

Il en résulte aux points A et B des bourrelets ou marées hautes et entre elles, les marées basses. Il est clair que la période entre deux marées hautes est égale à l'intervalle de temps entre les passages au méridien supérieurs et inférieurs successifs de la Lune, égal à $12^h\,26^m$.

Tout comme la Lune, le Soleil, lui aussi, produit des marées. La valeur de l'accélération de marée se calcule dans ce cas d'après la même formule (7.41), mais au lieu de la Lune il faut porter celle du Soleil $m_\odot$ et sa distance $r_\odot$ de la Terre: $w_\odot \approx Gm \frac{2R}{r_\odot^3}$. Puisque $\frac{m_\odot}{m_☾} = 2{,}7 \cdot 10^7$; $\frac{r_\odot}{r_☾} \approx 400$, alors $\frac{w_☾}{w_\odot} \approx 2{,}2$, et par suite, les marées solaires sont à peu près 2 fois plus faibles que les marées lunaires. La composition des marées lunaires et solaires complique sensiblement le phénomène. Pendant la Pleine Lune et la Nouvelle Lune (*syzygies*) les marées solaire et lunaire s'ajoutent et leur ampleur devient alors maximale (marée de vive-eau). Pendant les *quadratures* (Premier et Dernier Quartiers de la Lune) les actions gravitationnelles du Soleil et de la Lune se contrarient et les marées sont alors minimales (marées de morte-eau).

L'allure et l'amplitude des marées se compliquent encore par le fait que les forces de frottement entre la couche d'eau et la surface terrestre font que les marées retardent, ce retard qui s'appelle établissement du port étant différent en différents lieux de la Terre.

La hauteur des marées et la durée de l'établissement du port dépendent des contours des côtes, de la plate-forme continentale, du frottement de marée en un lieu donné et des autres facteurs. C'est pourquoi la hauteur de l'onde de marée peut atteindre plusieurs mètres allant en certains endroits jusqu'à 16 m.

L'écorce terrestre subit également les phénomènes de marée. Leur amplitude est de plusieurs dizaines de centimètres. De faibles variations de la pression atmosphérique à période semi-diurne témoignent que les marées interviennent également dans l'atmosphère terrestre.

Le frottement de marée ralentit la rotation de la Terre, ce qui définit par cent ans l'augmentation de $0^s,0014$ de la durée du jour terrestre.

La Terre exerce également une action de marée sur la Lune. La masse de la Terre étant 81,3 fois plus grande que celle de la Lune, et son rayon étant de 3,67 fois plus grand, l'accélération de marée à la surface lunaire est environ 20 fois plus forte que sur la Terre. C'est l'effet de marée dû à la Terre qui rend précisément la forme de la Lune légèrement allongée dans le sens de la Terre qu'elle regarde par une seule de ses faces.

D'après les idées actuelles, à l'époque de sa formation la Lune tournait plus vite autour de son axe. Une forte action de marée produite par la Terre lui a fait prendre la forme allongée. Le frottement de marée ralentissait avec le temps la rotation de la Lune jusqu'à la période égale à celle de sa révolution autour de la Terre.

Limite de Roche. Si le satellite d'une planète de masse m, de rayon r et de densité ρ, ou un autre corps quelconque s'approche trop près de la planète de masse m_0, de rayon R_0 et de densité ρ_0, à une certaine distance de la planète l'accélération de marée peut devenir comparable ou plus grande que l'accélération de la pesanteur à la surface du satellite. Dans ce cas celui-ci peut être détruit par la force de marée. La distance de la planète r_p à laquelle ceci peut se produire s'appelle limite de Roche. La valeur de r_p est évaluée sans peine en égalant l'expression (7.41) à l'accélération de la chute libre à la surface. Ceci donne

$$r_p \approx R_0 \sqrt[3]{2\frac{\rho_0}{\rho}}. \qquad (7.42)$$

Sous ce rapport il convient de noter que les anneaux de Saturne, de Jupiter et d'Uranus se trouvent justement à l'intérieur de la limite de Roche. Il se peut que l'effet de marée à l'intérieur de la limite de Roche ne favorise pas la formation des satellites et les anneaux présentent des satellites qui n'ont pas pu se former.

§ 74. Précession et nutation

La *précession* (plus précisément, la précession annuelle) est le déplacement de 50″, 27 qu'effectuent chaque année les points d'équinoxes suivant l'écliptique dans le sens occidental, résultant de la rotation lente dans le même sens du plan de l'équateur céleste et terrestre (cf. § 22). C'est pourquoi l'axe de rotation de la Terre (axe du monde) perpendiculaire au plan de l'équateur tourne aussi en une année de 50″, 27, en décrivant dans l'espace une surface conique autour de l'axe de l'écliptique (perpendiculaire au plan de l'orbite terrestre), de même que le fait l'axe d'une toupie animée d'une rotation rapide. Cette rotation de l'axe terrestre s'appelle *mouvement de précession*. Ce mouvement fait que le pôle Nord céleste se déplace par an dans le ciel autour du pôle Nord de l'écliptique (le pôle Sud céleste autour du pôle Sud de l'écliptique) de mêmes 50″,27.

A l'époque actuelle l'axe terrestre forme avec l'axe de l'écliptique un angle de 23°26′,5, et si cet angle ne changeait pas, les pôles célestes décriraient autour des pôles de l'écliptique des cercles de rayon angulaire de 23°26′,5. Mais la lente et faible variation de la valeur de cet angle fait que les pôles célestes se déplacent autour des pôles de l'écliptique suivant une courbe non fermée, très proche du cercle, dont le rayon est considéré comme égal à 23°,5 (fig. 75). De nos jours le pôle Nord céleste repose près de l'Étoile Polaire (α Petite Ourse), et dans 12 000 ans il se trouvera pas loin de Véga (α Lyre).

L'axe terrestre boucle un tour autour de l'axe de l'écliptique en une période

$$T_p = \frac{360^\circ}{50'',27} = \frac{360\cdot 3600''}{50,27} = 25\,800 \text{ ans},$$

appelée *période de précession* ; pendant cette période les pôles célestes se déplacent à 360° autour des pôles de l'écliptique et les équinoxes reviennent en leur position initiale sur l'écliptique.

Examinons les causes qui définissent la précession de l'axe terrestre. La mécanique enseigne que la direction de l'axe de rotation d'un corps solide ne peut être modifiée qu'en appliquant au corps un couple de forces extérieures. Dans le cas de la Terre ces forces sont surtout celles de la gravitation provoquée par la Lune et le Soleil, et dans une moindre mesure, par les planètes.

Si la Terre était une sphère parfaite, la direction de son axe de rotation resterait invariable, le moment global de ces forces étant nul. Or, en fait, la forme de la Terre n'est pas sphérique, elle est proche de celle d'un sphéroïde (cf. § 42), étant aplatie aux pôles et ayant un bourrelet à l'équateur. Le bourrelet équatorial de la Terre est incliné au plan de l'écliptique d'un angle de 23°,5. La Terre peut être considérée comme une sphère inscrite dans le bourrelet équatorial, dont une extrémité se trouve plus près de la Lune (du Soleil)

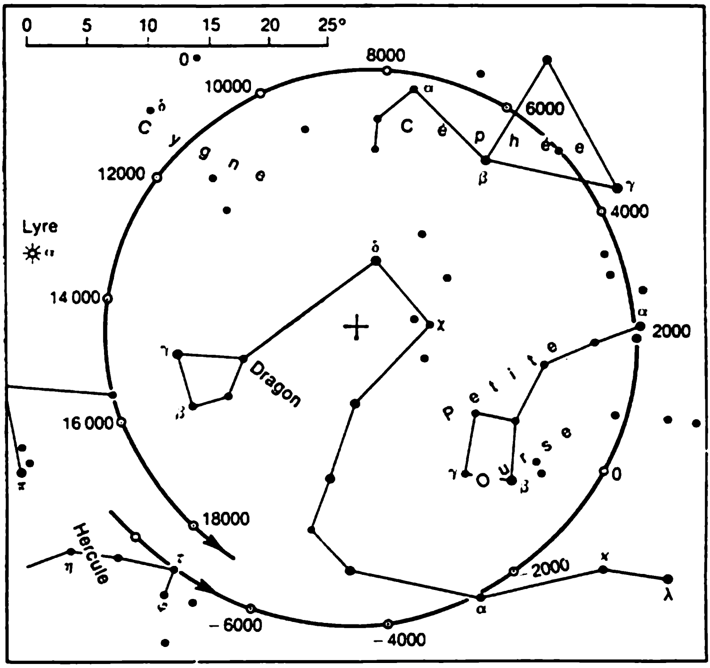


Fig. 75. Déplacement de précession du pôle Nord céleste. La croix au centre montre la position du pôle Nord de l'écliptique

que l'autre. Cette extrémité subit de la part de la Lune (du Soleil) une force d'attraction plus grande $\vec{F}$ que la force $\vec{F'}$ appliquée à l'extrémité opposée (fig. 76). Ceci fait que le moment global $\vec{M}$ par rapport à l'axe de rotation de la Terre est différent de zéro.

Si la Terre ne tournait pas, le moment des forces amènerait le plan de l'équateur terrestre à coïncider avec le plan de l'orbite terrestre (plan de l'écliptique). Mais la Terre tourne, et sous l'action de ce moment l'inclinaison du plan de l'équateur ne change pas, mais donne lieu au mouvement de précession de l'axe de rotation de la Terre (et à la rotation du plan de l'équateur) autour de l'axe de l'écliptique.

La position de la Lune et du Soleil par rapport à l'équateur terrestre varient en permanence, le moment des forces gravitationnelles appliqué à la Terre subit également des variations correspondantes. Plus la déclinaison du corps attractif est grande, plus le moment gravitationnel est grand. Si le Soleil et la Lune se trouvent simultanément dans le plan équatorial, ce moment est nul. Les variations du moment des forces de l'attraction lunaire et solaire engendrent

le mouvement de balancement appelé *nutation*, dont l'amplitude est de 9", et la période est égale à la période de révolution des nœuds lunaires (18,6 ans). Il en résulte que le pôle céleste se déplace suivant une courbe ondulée (fig. 77).

La précession modifie les coordonnées des astres célestes. La longitude des étoiles augmente chaque année de la grandeur de la précession annuelle générale, la latitude écliptique étant invariable.

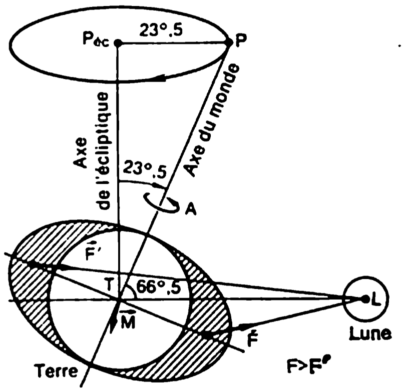


Fig. 76. Moment des forces gravitationnelles et mouvement de précession de l'axe terrestre. P, pôle Nord céleste; P_1, pôle Nord de l'écliptique

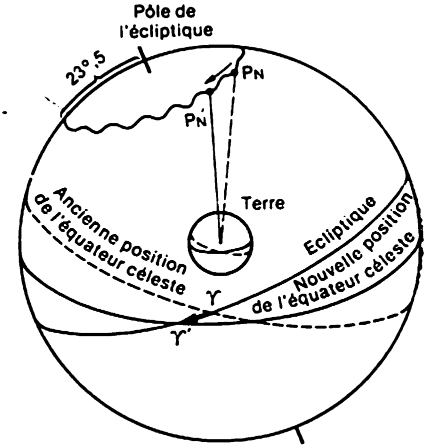


Fig. 77. Précession et nutation dans la sphère céleste. ♈, ♈', l'ancienne et la nouvelle positions de l'équinoxe vernal

Dans le système de coordonnées équatorial l'ascension droite change aussi bien que la déclinaison. Ceci fait que l'aspect du ciel stellaire change lentement. Ainsi, de nos jours, dans la région centrale de l'U.R.S.S. les constellations de la Grande Ourse, de la Petite Ourse et de Cassiopée ne se couchent pas, la constellation du Cocher ne se couche pas complètement (Capella, son étoile principale, descend du côté Nord du ciel presque jusqu'à l'horizon), la constellation des Gémeaux disparaît sous l'horizon pour un court moment et se lève haut du côté Sud de l'horizon, alors que la constellation d'Orion est équatoriale. Dans 12 000 ans, lorsque le pôle Nord céleste s'approchera de α Lyre, le Cocher deviendra une constellation équatoriale, les Gémeaux se lèveront pour peu de temps du côté Sud de l'horizon, Orion restera invisible, alors que la Grande Ourse et Cassiopée deviendront des constellations à coucher. La Petite Ourse restera une constellation sans coucher, mais sa trajectoire diurne au-dessus de l'horizon s'assimilera à celle du Cocher d'aujourd'hui qui se lève haut du côté Sud de l'horizon et descend bas de son côté Nord.

CHAPITRE VIII

GENERALITÉS SUR LA DYNAMIQUE DES VOLS COSMIQUES

§ 75. Méthodes de calcul des trajectoires des vols cosmiques

L'année 1957 a été celle du lancement des premiers satellites artificiels soviétiques, elle a inauguré l'ère cosmique, celle de l'assimilation de l'espace. Les vols dans l'espace sont devenus possibles grâce aux efforts de nombreux savants et constructeurs. Dans ses travaux d'un très grand intérêt Tsiolkovski (1857-1935) a jeté les bases de la dynamique des fusées et a démontré la possibilité de la réalisation technique des vols interplanétaires. C'est à S. Korolev (1907-1966) qu'on doit un apport considérable à l'élaboration des techniques des fusées en U.R.S.S.

La cosmonautique actuelle est un ensemble de plusieurs branches scientifiques et techniques qui rendent résolubles les problèmes de la théorie du vol cosmique, élaborent les constructions des appareils cosmiques et des fusées, poursuivent des explorations médicales et biologiques, etc.

Les calculs des trajectoires des vols cosmiques sont liés à l'astronomie, et en premier lieu, à la mécanique céleste. Dès que le moteur à réaction est débranché, les appareils cosmiques poursuivent leur mouvement d'après les lois de la mécanique céleste. Ce mouvement est décrit généralement par les équations non intégrables de la forme (7.36), puisque en plus de l'attraction exercée par le corps central, il faut tenir compte des perturbations provoquées par d'autres corps. Ceci rend difficile le choix préalable des orbites du vol. Dans ce cas à l'étape de l'établissement des orbites on recourt à la méthode des sphères d'activité.

C'est Laplace qui a introduit cette notion dans l'astronomie pour l'étude des effets dynamiques du rapprochement des comètes aux planètes principales. Par exemple, le mouvement des comètes à courte période du groupe jovien devrait être envisagé par une position mathématique rigoureuse sur la base du problème des trois corps « Soleil-Jupiter-comète ». Or, Laplace l'a ramené à deux problèmes des deux corps, en négligeant quelque peu la précision de la solution. Au voisinage de Jupiter il a envisagé une région où les perturbations dues au Soleil pouvaient être négligées et a admis que la comète se déplace sur une orbite hyperbolique keplérienne par rapport à Jupiter. Cette région a été nommée sphère d'activité de Jupiter. Hors de cette région le mouvement de la comète était envisagé comme héliocentrique (keplérien et elliptique) et les perturbations produites par Jupiter n'étaient pas prises en compte. Ce mode de

résolution du problème a justement reçu le nom de la méthode des *sphères d'activité*.

Considérons le Soleil de masse M et la planète de masse m_1. Supposons qu'un corps de petite masse $m_2 \ll m_1$ se déplace sous l'action des forces d'attraction dans la direction du Soleil et de la planète (cf. fig. 73). Notons w_0 l'accélération communiquée à ce corps par le Soleil en tant que corps central, et Φ_1, l'accélération perturbatrice engendrée dans ce cas par la planète. Puisque le cas présentant de l'intérêt est celui où $r_{12} \ll r_1$, on a d'après (7.38) pour la valeur de l'accélération perturbatrice

$$\Phi_1 = G \frac{m_1}{r_{12}^2} \quad \text{et} \quad w_0 = G \frac{M}{r_2^2}.$$

Admettons ensuite que le corps central est la planète et désignons l'accélération qu'elle communique à un corps de faible masse par $w_1 = G \frac{m_1}{r_{12}^2}$ et l'accélération perturbatrice due au Soleil

$$\Phi_0 = G \frac{M}{r_2^2} - G \frac{M}{r_1^2} \simeq G \frac{M}{r_1^3} r_{12}.$$

Ici on tient compte que $r_2 - r_1 = r_{12} \ll r_1$. Alors, si l'inégalité

$$\frac{\Phi_1}{w_0} > \frac{\Phi_0}{w_1} \tag{8.1}$$

est observée, le mouvement du corps peut être considéré comme le mouvement suivant une orbite képlérienne dans le champ d'attraction de la planète. En tenant compte des expressions analytiques des accélérations correspondantes, l'inégalité précédente peut s'écrire

$$r_{12} < r_1 \sqrt[5]{\left(\frac{M}{m_1}\right)^2} \tag{8.2}$$

Cette inégalité évalue le rayon de la sphère d'activité de la planète par rapport au Soleil. Dans les limites de la sphère de ce rayon, le mouvement du corps est influencé surtout par l'attraction de la planète.

D'une façon analogue on calcule la sphère d'activité de la Lune par rapport à la Terre, ou celle d'un système double quelconque. Dans ce cas M et m_1 de la formule (8.2) sont les masses de la Terre et de la Lune respectivement, et r_1, la distance entre elles.

Le rayon de la sphère d'activité augmente avec l'éloignement de la planète par rapport au corps perturbateur. Les calculs montrent que le rayon de la sphère d'activité de la Terre dans la direction du Soleil est de l'ordre de 0,95 millions de km, et celui de la sphère d'activité de la Lune dans la direction de la Terre est à peu près de 68 000 km.

La méthode des sphères d'activité est employée pour le calcul approché des trajectoires interplanétaires. On envisage alors succes-

sivement le mouvement késplérien de l'appareil cosmique dans les sphères d'activité de la Terre, du Soleil et de la planète de destination.

§ 76. Trois vitesses cosmiques

Le problème des deux corps et sa résolution trouvent une large application dans la dynamique des vols cosmiques, surtout pour le calcul technique approché des trajectoires à retenir pour le cas circumterrestre ou des vols interplanétaires.

Voyons d'abord quelles sont les vitesses qu'il faut communiquer aux appareils cosmiques à la fin du tronçon actif pour les mettre sur telle ou telle trajectoire du vol passif.

L'examen approché du mouvement des appareils cosmiques peut se faire en appliquant les formules du problème restreint des deux corps, où le corps central est considéré comme fixe, ce qui est assez exact du fait que $m \ll M$, c'est-à-dire que la masse de l'appareil cosmique est très inférieure à celle de la Terre. Ainsi, dans toutes les formules du problème des deux corps on peut poser $m = 0$; $\mu = Gm$.

En utilisant les formules du problème restreint des deux corps on obtient la valeur de la vitesse qu'il faut communiquer au satellite pour le mettre sur une orbite circulaire à la hauteur donnée h au-dessus de la surface terrestre. Considérons la Terre comme une sphère de rayon R. D'après la formule (7.26) y posant $r = a = R + h$, on trouve la vitesse du mouvement circulaire:

$$v_a = \sqrt{\frac{GM}{R+h}}. \tag{8.3}$$

Etant donné qu'à la surface terrestre l'accélération gravitationnelle $g = GM/R^2$, il vient

$$v_a = R\sqrt{\frac{g}{R+h}}$$

et pour un satellite se déplaçant à la hauteur nulle

$$v_1 = \sqrt{gR} \approx 7{,}91 \text{ km/s}. \tag{8.4}$$

C'est la *première vitesse cosmique*, vitesse minimale susceptible de satelliser un corps par rapport à la Terre.

Pour qu'un appareil cosmique soit placé sur une orbite circumsolaire, il doit se déplacer par rapport à la Terre suivant une orbite parabolique. La vitesse minimale en valeur nécessaire à cet effet est dite *parabolique*.

Soit comme dans le cas de la vitesse circulaire, la mise sur orbite parabolique ait lieu à la hauteur h au-dessus de la surface terrestre. Appliquons encore la formule (7.26) en y posant $a = \infty$. Alors, on aura un mouvement parabolique, sa vitesse étant

$$v_p = v_a\sqrt{2}. \tag{8.5}$$

Pour $h = 0$ à la surface de la Terre, la vitesse parabolique fait:

$$v_2 = \sqrt{2gR} \approx 11{,}2 \text{ km/s}. \tag{8.6}$$

C'est la *deuxième vitesse cosmique* par rapport à la Terre.

Notons que c'est la vitesse qu'il faut atteindre presque pour aller vers la Lune. Ne tenant compte que de l'attraction de la Terre, calculons la vitesse géocentrique initiale v_1 nécessaire pour atteindre la Lune. Posons $a = 30\,R$, c'est-à-dire à la moitié de la distance entre la Terre et la Lune. Alors,

$$v_1 = \sqrt{GM\left(\frac{2}{R} - \frac{1}{30R}\right)},$$

d'où

$$v_1 = 0{,}99\ v_2.$$

Sur d'autres planètes la première et la deuxième vitesse cosmique sont différentes. D'après le problème restreint des deux corps, à la distance r du corps céleste la vitesse circulaire $v_a = \sqrt{\frac{Gm}{r}}$, et c'est pourquoi la première vitesse cosmique

$$v_a = \sqrt{\frac{Gm}{R}}, \tag{8.7}$$

où m est la masse et R, le rayon du corps céleste. D'une façon analogue, pour la Terre, la première vitesse cosmique

$$v_1 = \sqrt{\frac{Gm}{R_0}} = 7{,}91 \text{ km/s},$$

donc

$$v_a = 7{,}91 \sqrt{\frac{(m/M)}{(R/R_0)}},$$

ou

$$v_a = 7{,}91 \sqrt{\frac{m}{R}},$$

où m est la masse du corps en masses de la Terre ($M = 1$) et R, le rayon du corps en rayons de la Terre ($R_0 = 1$). La deuxième vitesse cosmique $v_p = v_a\sqrt{2}$.

Actuellement on discute sur le plan théorique du problème des vols interstellaires. Du point de vue technique ces vols sont l'affaire d'un avenir lointain. Pour leur réalisation il faut atteindre les vitesses comparables à celles de la lumière. Ce cas impose l'élaboration de la dynamique relativiste des fusées qui rendrait compte des effets de la Relativité générale aussi bien que de la Relativité restreinte.

Un appareil cosmique interstellaire quittera pour toujours le Système solaire s'il acquiert la vitesse héliocentrique parabolique. Elle peut se calculer d'après la formule (8.5). En admettant que la vitesse parabolique est atteinte sur l'orbite terrestre et en prenant en considération qu'à la distance héliocentrique de 1 u.a. la vitesse circulaire est de 29,8 km/s, on trouve d'après (8.5) $v_p = 42,2$ km/s.

Il ne faut pas penser que la vitesse héliocentrique minimale de libération est égale à la différence 42,2—29,8 = 12,4 [km/s]. Ici on ne tient pas compte du ralentissement de l'appareil cosmique par l'attraction de la Terre. D'après les calculs plus précis, lorsque l'appareil se déplace à la distance de 1 u.a. du Soleil dans le sens de la vitesse orbitale de la Terre, sa vitesse géocentrique sur une trajectoire héliocentrique parabolique vaut à peu près $v_3 = 16,7$ km/s.

Cette *troisième vitesse cosmique* est la vitesse géocentrique minimale pour un appareil susceptible d'assurer son éloignement illimité du Soleil. Cette vitesse peut varier en fonction de la direction du mouvement de l'appareil de 16,7 à 72,8 km/s.

§ 77. Mouvement des satellites artificiels des planètes

De nos jours pour résoudre de nombreux problèmes posés par la science et l'économie nationale on procède en U.R.S.S. et dans d'autres pays au lancement d'un grand nombre de satellites artificiels de la Terre. Pour étudier les planètes du Système solaire on envoie vers elles des appareils cosmiques mis ensuite sur les orbites des satellites artificiels des planètes. Ainsi, en octobre 1975 les sondes cosmiques soviétiques *Venera-9* et *Venera-10* sont devenues les premiers satellites artificiels de Vénus. En 1971 les appareils cosmiques soviétiques *Mars-2* et *Mars-3*, ainsi que la sonde américaine *Mariner-9* sont devenus les premiers satellites artificiels de Mars.

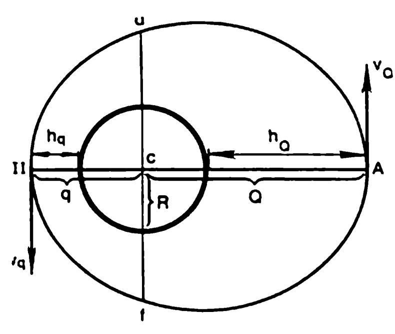


Fig. 78. Orbite d'un satellite artificiel

A la base théorique du lancement et du mouvement des satellites artificiels il y a le problème restreint des deux corps. Le mouvement keplérien des satellites artificiels des planètes non perturbé par le Soleil, par les satellites naturels de ces planètes, par la résistance des atmosphères planétaires, a lieu suivant des ellipses dont l'un des foyers se confond avec le centre de la planète. En choisissant les orbites des satellites artificiels on se donne la hauteur minimale (h_q) et maximale (h_Q) de leur vol au-dessus de la surface de la planète de

rayon R. Ces grandeurs permettent de déterminer plusieurs éléments de l'orbite du satellite artificiel (fig. 78). Les formules du § 49 fournissent les distances péricentrique q et apocentrique Q *

$$q = R + h_q = a(1 - e);$$
$$Q = R + h_Q = a(1 + e),$$

puis le demi-grand axe et l'excentricité de l'orbite

$$a = \frac{1}{2}(Q + q) \quad \text{et} \quad e = 1 - \frac{q}{a}.$$

D'après la troisième loi généralisée de Kepler (7.40) on calcule la période de révolution T du satellite artificiel autour de la planète. Si la masse m de celle-ci est exprimée en masses de la Terre, a, en kilomètres, T, en minutes, il vient

$$T = 1{,}66 \cdot 10^{-4} a \sqrt{\frac{a}{m}} \text{ mn} \tag{8.8}$$

La durée du vol du satellite au-dessus des hémisphères différents du corps central dépend de l'excentricité de l'orbite du satellite. Pour calculer la durée t de son vol au-dessus de l'hémisphère en regard du péricentre de son orbite, il faut connaître l'aire σ_q du segment elliptique $d\Pi/Cd$ (cf. fig. 78). Avec une précision suffisante

$$\sigma_q = \frac{\pi a^2 (1-e)^2 (3+e)^2}{18},$$

et comme l'aire de l'ellipse $\sigma = \pi a^2 \sqrt{1 - e^2}$, d'après la deuxième loi de Kepler

$$\frac{t}{T} = \frac{q}{\sigma},$$

d'où

$$t = \frac{(1-e)^2 (3+e)^2}{18\sqrt{1-e^2}} T. \tag{8.9}$$

L'hémisphère en regard de l'apocentre est survolé par le satellite en un intervalle de temps $\tau = T - t$. En divisant l'expression de la vitesse circulaire du satellite (8.7) par l'expression de la première vitesse cosmique au ras du sol terrestre (8.4), on obtient

$$v_a = 7{,}91 \sqrt{\frac{m}{a}} \text{ km/s}, \tag{8.10}$$

où la masse de la planète est exprimée en masses de la Terre, et le demi-grand axe de l'orbite du satellite, en rayons de la Terre. Si a est exprimé en kilomètres et m en masses de la Terre, on a $v_a = 631{,}3\sqrt{\frac{m}{a}}$ km/s.

* Le péricentre est le point de l'orbite le plus proche du corps central; l'apocentre, son point le plus éloigné.

La vitesse du satellite en un point quelconque de l'orbite se calcule d'après la formule

$$v = v_a \sqrt{\frac{2a}{r} - 1} \tag{8.11}$$

la vitesse au péricentre, d'après la formule

$$v_q = v_a \sqrt{\frac{Q}{q}}$$

et en apocentre, d'après la formule

$$v_Q = v_a \sqrt{\frac{q}{Q}}$$

La sonde spatiale *Venera-10* mise sur l'orbite du satellite artificiel de Vénus avait $h_q = 1400$ km et $h_Q = 114\,000$ km. Le rayon de Vénus $R = 6050$ km, sa masse en masses de la Terre, $m = 0{,}815$.

D'après les formules précédentes on a

$$q = 7450 \text{ km}; \quad Q = 120\,050 \text{ km};$$

le demi-grand axe de l'orbite

$$a = \frac{q+Q}{2} = 63\,750 \text{ km};$$

l'excentricité

$$e = 1 - \frac{q}{a} = 0{,}884;$$

la période de révolution

$$T = 49^h 20^m.$$

D'après la formule (8.9) la durée du vol au-dessus de l'hémisphère en regard du péricentre (périvénus) $t = 1^h 48^m$, la partie restante de la période de révolution $\tau = 47^h 32^m$ la station mettait à couvrir la partie de l'orbite qui correspondait à l'hémisphère en regard de l'apocentre. La vitesse circulaire de la station $v_a = 2{,}26$ km/s; la vitesse au périvénus $v_q = 9{,}07$ km/s et en apovénus $v_Q = 0{,}56$ km/s.

L'effet perturbateur de la résistance de l'atmosphère présente de l'intérêt. Au péricentre de l'orbite le satellite entre dans des couches atmosphériques plus denses et on peut admettre que pendant un court intervalle de temps leur résistance exerce une action de choc. Soit, la différentielle de la vitesse

$$dv = -\varkappa\, dt \quad \text{pour} \quad \varkappa > 0.$$

Dérivons la formule (7.26) pour obtenir

$$2\, v dv = \frac{\mu}{a^2}\, da,$$

d'où

$$\frac{da}{a} = \frac{2\, v dv}{n^2 a^2}.$$

L'expression de la vitesse angulaire $n = \frac{2\pi}{T}$ et la formule (7.24) permettent de tirer

$$n^2 = \frac{\mu}{a^3}.$$

En dérivant cette égalité

$$2\,ndn = -\frac{3\mu}{a^4}\,da,$$

et en y remplaçant da par sa valeur obtenue, on a

$$\frac{dn}{n} = -3\,\frac{vdv}{n^2a^2}.$$

Introduisons dans les formules de da et dn les valeurs de la différentielle de la vitesse pour aboutir au résultat

$$\frac{dn}{dt} = \frac{3\varkappa v}{na^2} > 0.$$

Cette formule exprime l'effet connu sous le nom de « paradoxe des satellites »: la résistance (!) de l'atmosphère fait croître la vitesse angulaire. Certes, ce n'est que l'énergie cinétique qui augmente, alors que l'énergie mécanique totale diminue.

§ 78. Calcul élémentaire de la caractéristique du vol des stations automatiques interplanétaires

Considérons le problème sous sa forme générale, c'est-à-dire le vol à partir d'une planète vers une autre. Appelons planète de lancement celle d'où débute le vol, et planète de destination, celle où doit aller la station.

Le calcul des orbites des stations spatiales automatiques est très compliqué. D'abord la station se déplace dans le champ d'attraction de la planète de lancement, la plus grande partie du vol, dans le champ gravitationnel du Soleil, et à la fin du vol, dans le champ d'attraction de la planète de destination. Il faut encore tenir compte des perturbations gravitationnelles provoquées par de gros corps célestes. Limitons-nous donc au calcul de l'orbite la plus simple dans le champ attractif du Soleil, en admettant que les orbites des planètes sont circulaires et sans prendre en considération les écarts dans le mouvement de la station dus à ces orbites. Du point de vue du débit du combustible, les plus avantageuses sont les orbites demi-elliptiques qui par leurs sommets (apsides) touchent les orbites des planètes de lancement et de destination. En vertu de la première loi de Kepler, le Soleil se trouve dans l'un des foyers de l'orbite dont le grand axe passe par le Soleil et la planète de lancement.

Lors du lancement vers une planète supérieure (fig. 79) le périhélie Π de l'orbite de la station coïncide avec la planète de lancement et se trouve à la distance $q = a_1$ du Soleil ; son aphélie A repose à l'intersection du grand axe de l'orbite de la station avec l'orbite

de la planète de destination, la distance entre l'aphélie et le Soleil étant $Q = a_2$. Le jour du lancement t_1 la planète de destination se trouve en un point $P(t_1)$ de son orbite. Le jour t_2, où la station doit s'approcher de la planète de destination, celle-ci doit être proche de l'aphélie de l'orbite de la station. La station est lancée dans le sens du mouvement de la planète de lancement pour profiter de sa vitesse orbitale (héliocentrique) $V_a = \frac{28,8}{\sqrt{a_1}}$. En exprimant les demi-grands axes en unités astronomiques on trouve le demi-grand axe de l'orbite de la station $a = \frac{q+Q}{2} = \frac{a_1 + a_2}{2}$ et son exentricité $e = 1 - \frac{q}{a} = 1 - \frac{a_1}{a}$. Alors, la durée en années du vol de la station

$$\Delta t = \frac{a\sqrt{a}}{2},$$

et d'après la formule (7.32) la vitesse héliocentrique moyenne de la station

$$V_a = \frac{29,8}{\sqrt{a}} \text{ km/s.}$$

Le vol s'amorçant au périhélie de l'orbite de la station, sa vitesse héliocentrique initiale est

$$V_1 = V_q = V_a\sqrt{\frac{Q}{q}} = V_a\sqrt{\frac{a_2}{a_1}}.$$

Par conséquent, pour que la station interplanétaire se mette sur l'orbite de calcul, il faut lui communiquer une vitesse complémentaire

$$v_{com} = V_1 - V_1,$$

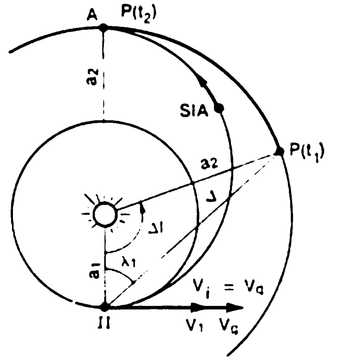


Fig. 79. Orbite semi-elliptique la plus simple du vol d'une station cosmique vers une planète supérieure

où $V_1 = \frac{29,8}{\sqrt{a_1}}$ est la vitesse circulaire de la planète de lancement.

Mais pour quitter la planète de lancement, la station spatiale doit encore surmonter l'attraction de cette planète, ce qui demande une énergie cinétique $\frac{mv_p^2}{2}$, où m est la masse de la station et v_p, la deuxième vitesse cosmique au ras du sol de la planète. Aussi, la vitesse de lancement de la station v à partir de la planète se calcule d'après l'égalité

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_{com}^2}{2} + \frac{mv_p^2}{2}.$$

d'où

$$v = \sqrt{v_{\text{co}}^2 + v_{\text{p}}^2}.$$

Si T_2 est la période de révolution autour du Soleil de la planète de destination, son mouvement diurne moyen $n_2 = \frac{360°}{T_2}$, et à l'instant du départ de la station, la différence des longitudes héliocentriques de la planète de destination et de la planète de lancement $\Delta l = 180° - \frac{360°}{T_2} \cdot \Delta t$, où Δt est exprimé en jours. La distance entre les planètes

$$\Delta = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos \Delta l};$$

l'élongation occidentale de la planète de destination le jour du lancement se calcule d'après la formule

$$\sin \lambda_1 = \frac{a_2}{\Delta} \sin \Delta l.$$

Lorsque la station s'approchera de l'aphélie de son orbite, sa vitesse héliocentrique

$$V_Q = \frac{V_a}{\sqrt{a_2}} \text{ km/s},$$

et la vitesse héliocentrique de la planète de destination

$$V_2 = \frac{29{,}8}{\sqrt{a_2}} \text{ km/s}.$$

Pour descendre à la surface de la planète de destination, la station spatiale doit en s'approchant égaliser sa vitesse avec celle de la planète, et pour atterrir en douceur, amortir la deuxième vitesse cosmique propre à la planète. Cette opération est réalisée en engageant les moteurs de freinage et d'atterrissage.

En particulier, en lançant la station à partir de la Terre, il convient de poser

$$q_1 = a_0 = 1 \text{ u.a. et } V_1 = 29{,}8 \text{ km/s, alors que } V_2 = 29{,}8/\sqrt{a_2}.$$

Pourtant, puisque les configurations de chaque planète favorables pour le lancement d'une station reviennent toutes les périodes synodiques de sa révolution, les lancements successifs vers elle se font dans des intervalles de temps multiples de cette période. Par exemple, le lancement des sondes spatiales de la Terre vers Jupiter doit être réalisé lorsque l'élongation occidentale de ce dernier est proche de $\lambda_1 = 72°$. C'est la configuration de Jupiter observée le 7 mars 1972, alors que le 3 mars de cette année a été lancée vers Jupiter la sonde américaine *Pioneer-10*. La période synodique moyenne de la révolution de Jupiter $S_{syn} = 399$ jours. Aussi la sonde *Pioneer-11* suivante a-t-elle été lancée le 5 avril 1973.

PARTIE IV

PRINCIPES D'ASTROPHYSIQUE ET D'ASTRONOMIE STELLAIRE

CHAPITRE IX

METHODES D'EXPLORATION ASTROPHYSIQUE

§ 79. Rayonnement électromagnétique

L'étude de la nature physique des objets célestes est fondée sur l'analyse quantitative et qualitative de leur rayonnement électromagnétique. Suivant leur état physique, certains corps célestes émettent de l'énergie dans des intervalles des fréquences étroits du spectre électromagnétique (par exemple, les nébuleuses de gaz fluorescentes), d'autres, dans toute la gamme de leur spectre depuis les rayons gamma jusqu'aux ondes radio y compris (les étoiles, par exemple), d'autres encore réfléchissent la lumière des étoiles qui les éclairent (par exemple, les nébuleuses de poussière fluorescentes). Ce rayonnement ne parvient pas tout entier jusqu'à la surface de la Terre, l'atmosphère de celle-ci absorbant les ondes courtes à longueur d'onde $\lambda < 3000$ Å *, le rayonnement infrarouge à ondes longues à $\lambda > 10\,000$ Å (ce dernier étant absorbé surtout par les vapeurs d'eau et le gaz carbonique), et les ondes radio à $\lambda < 1$ mm et $\lambda > 20$ m.

Pour étudier les diverses plages du spectre électromagnétique il existe des récepteurs d'énergie différents depuis les systèmes photographiques relativement simples jusqu'aux systèmes complexes des techniques optique, photoélectrique, électronique et radio. Le rayonnement passant à travers l'atmosphère terrestre est perçu par les appareils correspondants établis au sol. L'exploration du rayonnement gamma, des rayons X, de l'ultraviolet lointain (depuis $\lambda < 3000$ Å) et de l'infrarouge lointain (depuis $\lambda > 10\,000$ Å) est poursuivie à partir des satellites artificiels, des vaisseaux cosmiques et des stations spatiales.

L'étude de la nature physique des corps célestes dans une large marge du spectre électromagnétique a donné jour à de nouveaux termes: *astronomie gamma*, *astronomie* X, *astronomie infrarouge*, *radioastronomie*, etc. Ces termes désignent seulement les méthodes des recherches astrophysiques, mais non pas les branches scientifiques particulières.

* Rappelons que 1 Å (angström) = 10^{-8} cm = 0,1 nm.

§ 80. Principes d'astrophotométrie

L'*astrophotométrie* est la partie de l'astrophysique consacrée à l'étude de l'intensité du rayonnement des corps célestes, qui atteint la Terre. Ce rayonnement est caractérisé par l'*éclat*: plus les astres nous semblent brillants, plus leur éclat est fort. Le terme d'éclat est adopté parce que nous percevons une part négligeable du rayonnement intégral des astres. Les étoiles, les astéroïdes et certains autres objets nous semblent des sources de lumière ponctuelles, leur surface est indiscernable même aux télescopes. Les planètes brillantes aussi se présentent à l'œil nu comme des points brillants. Pour les objets étendus de diverses dimensions angulaires, en plus de l'éclat, on peut établir la *brillance* d'après les lois de l'optique connues.

L'intensité du rayonnement visible des astres est déterminée d'après l'éclairement qu'ils produisent. Aussi, en toute rigueur, l'éclat des astres est-ce l'éclairement qu'ils produisent sur les récepteurs d'énergie lumineuse (œil, plaque photographique, cellule photoélectrique, etc.). L'éclat des astres se mesure non pas en unités adoptées en physique pour l'éclairement (en lux), mais en unités relatives appelées *magnitudes*. Plus l'astre est brillant, plus sa magnitude est faible.

L'éclat des astres a été déjà évalué au IIe siècle avant notre ère par l'astronome grec Hypparque; ce fait est fondé sur la propriété de l'œil humain de percevoir la lumière et de distinguer nettement la différence d'intensité des sources, si l'une d'elles est 2,5 fois plus brillante que l'autre. Cette propriété n'a été révélée par la science qu'à la fin du XVIIIe siècle; elle présente un cas particulier de la loi psychophysiologique énoncée au XIXe siècle par le physiologiste E. Weber (1795-1878) et le psychologue G. Fechner (1801-1887). D'après cette loi la variation de la sensation est directement proportionnelle à celle du facteur excitant.

Notons par E l'éclat de l'astre et par m la magnitude de ce dernier. L'éclat E est le facteur excitant et la magnitude m, la sensation, leur variation dE et dm étant de signe opposé du fait qu'avec l'augmentation de l'éclat E la magnitude m diminue. Alors, d'après la loi de Weber-Fechner

$$dm = -k\frac{dE}{E} \quad \text{et} \quad m = -k\ln E + C$$

où k est le coefficient de proportionnalité et C la constante d'intégration.

Pour deux astres d'éclats différents E_1 et E_2 la différence des magnitudes

$$m_2 - m_1 = -k\ln\frac{E_2}{E_1} = k\ln\frac{E_1}{E_2}$$

d'où

$$\frac{E_1}{E_2} = e^{\frac{m_2 - m_1}{k}} = \rho^{m_2 - m_1}.$$

En calculant le logarithme décimal de cette égalité on obtient

$$\log \frac{E_1}{E_2} = (m_1 - m_2) \log \rho.$$

Depuis 1856 il est d'usage de considérer sur la proposition de l'astronome anglais N. Pogson (1829-1891) que lorsque l'éclat des astres diffère de 100 fois, la différence de leurs magnitudes est de 5. Par conséquent, $\log 100 = 2 = 5 \cdot \log \rho$, d'où $\log \rho = 0{,}4$ et alors

$$\log \frac{E_1}{E_2} = 0{,}4\,(m_2 - m_1) = -0{,}4\,(m_1 - m_2). \qquad (9.1)$$

L'expression (9.1) s'appelle *formule de Pogson*. Elle permet d'obtenir d'après le rapport des éclats la différence entre les magnitudes

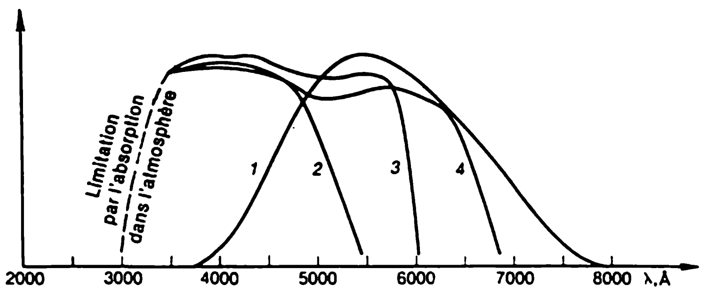


Fig. 80. Sensibilité spectrale de l'œil (*1*), de l'émulsion photographique ordinaire (*2*), orthochromatique (*3*) et panchromatique (*4*)

des objets, et inversement, d'après la différence des magnitudes, la relation entre les éclats des astres. Pour une différence des magnitudes $\Delta m = (m_2 - m_1) = 1^m$ l'éclat des objets diffère de 2,512 fois.

Les appareils photométriques modernes permettent de déterminer l'éclat à $0^m{,}01$ près. Au-delà des couches denses de l'atmosphère terrestre la précision des mesures est poussée à $0^m{,}005$.

L'échelle des magnitudes est une échelle relative et en l'appliquant à l'éclat des astres il faut attribuer à l'un d'eux une magnitude définie, c'est-à-dire établir le zéro de l'échelle elle-même. Or, ceci dépend des propriétés des récepteurs.

Chaque récepteur de rayonnement possède une sensibilité spectrale à lui. La *longueur d'onde* qui exerce l'action maximale sur le récepteur de l'énergie est dite *efficace* (λ_e). L'œil humain perçoit les ondes lumineuses longues de 3900 à 7700 Å et sa longueur d'onde efficace est λ_e = 5550 Å (fig. 80) L'*échelle des magnitudes* construite

à partir des valeurs propres à la sensation de la lumière par l'œil (à cet effet on utilise des photomètres) est dite *apparente* (m_v). A cette échelle établie au début du XXe siècle par les astronomes de l'Université de Harvard (Cambridge, Etats-Unis), l'éclat de α Petite Ourse $m_v = 2^m,12$. L'éclat apparent de cette étoile a servi pour le comparer à l'aide des photomètres à l'éclat de nombreuses étoiles et calculer d'après la formule de Pogson leur magnitude apparente. La méthode décrite se rapporte à l'*astrophotométrie visuelle.*

Quelques étoiles brillantes ont une magnitude proche de zéro, la magnitude de deux étoiles les plus brillantes est négative : pour Sirius (α Grand Chien) $m_v = -1^m,58$, et pour Canopus (α Carène) $m_v = -0^m,86$. L'éclat des planètes brillantes change en fonction des conditions de leur éclairement par le Soleil, mais la magnitude de Vénus et de Jupiter est toujours négative. L'éclat apparent du Soleil $m_v = -26^m,8$, et de la pleine lune, $m_v = -12^m,7$. L'éclat des astres les plus faibles accessibles à l'observation est proche de $+22^m$, ce qui par rapport aux étoiles brillantes de 0^m donne $\log \frac{E}{E_0} = -0,4\ (0^m - 22^m) = -8,8 \approx -9$, c'est-à-dire le rapport des éclats $E : E_0 = 10^{-9}$. Ainsi, l'échelle des magnitudes permet d'exprimer avec des nombres peu grands toute la diversité qui existe entre les éclats des astres célestes.

Le Soleil au zénith produit à la surface terrestre un éclairement de 137 000 lux, d'où

$$\log 137\,000 = 5,137 = 0,4\ (m_{lx} + 26^m,8)$$

et

$$m_{lx} = -14^m,0.$$

D'une façon analogue on peut trouver que $0^m = 2,61 \cdot 10^{-6}$ lx et $22^m = 4,14 \cdot 10^{-15}$ lx (!). C'est la raison pour laquelle précisément en astronomie on n'utilise pas les unités d'éclairement.

L'astrophotométrie visuelle est appliquée surtout pour l'évaluation approchée de l'éclat des astres et dans le cas des observations nombreuses des étoiles variables et des météores. On recourt bien plus souvent à la *photographie astrométrique.*

Les plaques photographiques ordinaires ou non sensibilisées, à émulsion au bromure d'argent, perçoivent surtout les rayons ultraviolets et bleus, et ne réagissent absolument pas à la lumière rouge. Dans les observations à partir du sol elles perçoivent les rayons de longueur d'onde de 3000 à 5500 Å et leur longueur d'onde efficace $\lambda_e = 4270$ Å (cf. fig. 80).

Sur les négatifs les images des étoiles et d'autres objets ponctuels ont la forme de petits cercles négligeables, dont les diamètres et les noircissements dépendent de l'éclat des objets. Les mesures des noircissements de ces images avec des appareils microphotométri-

ques spéciaux permettent de trouver les magnitudes des objets qui donnent la mesure de leur éclat photographique.

Les magnitudes établies d'après les images fournies par les plaques photographiques ordinaires s'appellent *magnitudes photographiques* (m_{pg}). Elles se distinguent des magnitudes apparentes (m_v) par la différence entre la sensibilité spectrale de la plaque photographique et de l'œil. Cette différence

$$C = m_{pg} - m_v \tag{9.2}$$

s'appelle *indice de couleur ordinaire*. On a convenu de considérer que pour les étoiles d'éclat moyen ($5^m,5$ à $6^m,5$) de couleur blanche pure $m_{pg} = m_v$ et l'indice de couleur ordinaire $C = m_{pg} - m_v = 0$. Cette condition sert de zéro pour l'échelle des magnitudes photographiques. Pour les astres d'une autre couleur cette égalité ne s'observe pas. La faible perception par l'émulsion photographique non sensibilisée des rayons jaunes et l'absence de perception des rayons rouges font que les images photographiques obtenues des objets jaunes et rougeâtres sont plus faibles que dans le cas des astres blancs de même éclat apparent. Par conséquent, pour les objets jaunes et rougeâtres $m_{pg} > m_v$ et $C = m_{pg} - m_v > 0$. Pour les étoiles d'un jaune pur comme le Soleil, $C \approx + 0^m,6$, et pour les étoiles rouges $C = + 2^m,6$. Les images des objets bleuâtres à excès de rayonnement ultraviolet sont sur les clichés plus brillantes, leur $m_{pg} < m_v$ et $C = m_{pg} - m_v < 0$, mais pas moins de $C = - 0^m,47$. Pour les étoiles purement blanches l'indice de couleur ordinaire se distingue légèrement de zéro : dans le domaine ultraviolet du spectre de ces étoiles, près de la limite de la série de Balmer des raies d'hydrogène ($\lambda = 3646$ Å) elles présentent une atténuation (dépression) différente du rayonnement et pour elles la condition $C = 0$ se trouve compromise.

Les évaluations visuelles de l'éclat des astres sont souvent remplacées par la photographie avec des émulsions sensibilisées. Les émulsions photographiques qui possèdent une sensibilité complémentaire aux rayons jaunes sont dites orthochromatiques, aux rayons verts et jaunes, isoorthochromatiques, et si la sensibilité porte encore sur les rayons rouges, panchromatiques et isopanchromatiques. La combinaison des plaques photographiques sensibilisées et des filtres de lumière jaunes correspondants, opaques au rayonnement ultraviolet, permettent de créer des récepteurs photographiques de l'énergie rayonnante dont la sensibilité spectrale est proche de celle de l'œil. Les magnitudes déterminées d'après les clichés des astres réalisés avec des émulsions sensibilisées (combinées aux filtres de lumière jaunes) sont dites photovisuelles (m_{pv}) et sont proches des magnitudes apparentes (m_v).

L'éclat des astres est établi le plus exactement avec des photomètres photoélectriques (électrophotomètres) à photomultiplica-

teurs dynodes sous la tension électrique d'environ 500 à 600 V. On sait que la valeur du courant photoélectrique est directement proportionnelle à l'éclairement. Mais même en l'absence de l'éclairement dans les cellules photoélectriques et les photomultiplicateurs mis sous tension apparaît un faible courant appelé courant d'obscurité. C'est pourquoi si sous l'action de l'éclat de deux astres E_1 et E_2 apparaissent des courants photoélectriques i_1 et i_2, alors que le courant d'obscurité vaut i_0, il vient

$$\frac{E_1}{E_2}=\frac{i_1-i_0}{i_2-i_0},$$

et la différence des magnitudes photoélectriques de ces astres est

$$m_{e2}-m_{e1}=2{,}5\log\frac{E_1}{E_2}=2{,}5\log\frac{i_1-i_0}{i_2-i_0}. \qquad (9.3)$$

Pour établir un système de magnitudes photoélectriques il faut non seulement choisir son point zéro, mais encore sélectionner les photomultiplicateurs dynodes à caractéristiques spectrales bien définies. Ainsi on a créé de différents systèmes photométriques multicolores. Le plus pratique s'est avéré le système à trois couleurs des magnitudes photoélectriques proposé en 1953 par les astronomes américains H. Johnson, W. Morgan et D. Harris et approuvé en 1955 comme Système photométrique standard international. C'est le système (en abrégé U.B.V.) qui sert actuellement pour la grande majorité des mesures de l'éclat des astres.

La magnitude photoélectrique qui mesure l'éclat dans la plage jaune-verte du spectre est déterminée par des photomètres à filtre jaune: elle est proche de la magnitude photovisuelle (m_{pv}) et est désignée par la lettre V. On l'appelle souvent magnitude V ou magnitude jaune. Elle couvre la plage du spectre de $\lambda = 4800$ Å à $\lambda = 6550$ Å et sa longueur d'onde efficace $\lambda_e = 5505$ Å.

Dans le domaine bleu et ultraviolet proche du spectre la mesure de l'éclat photoélectrique est donnée par la magnitude bleue B déterminée avec des photomètres photoélectriques munis de filtres absorbant le rayonnement ultraviolet à $\lambda < 3700$ Å, pour que la dépression dans les spectres des étoiles blanches n'influe pas sur la mesure de l'éclat. La magnitude B bleue couvre la plage du spectre de $\lambda = 3700$ Å à $\lambda = 5450$ Å à longueur d'onde efficace $\lambda_e = 4415$ Å. Elle peut être aussi bien voisine que très différente de la magnitude photographique m_{pg}, ceci étant défini par l'intensité du rayonnement ultraviolet absorbé.

Le rayonnement ultraviolet est caractérisé par la magnitude ultraviolette U qui couvre la plage de $\lambda = 3100$ Å à $\lambda = 4100$ Å; sa longueur d'onde efficace $\lambda_e = 3640$ Å.

Le système $U.B.V.$ comporte deux indices de couleur, l'indice principal noté $(B - V)$ et l'indice ultraviolet noté $(U - B)$ ou

$(U - V)$. Pour les astres de couleur blanche pure l'indice de couleur principal est $(B - V) = 0$ et l'indice ultraviolet $(U - B) = 0$. Ces conditions déterminent le zéro des échelles des magnitudes B et U. Pour les étoiles jaunes et rouges les deux indices de couleur sont positifs (jusqu'à $+ 2^m,3$), et pour les astres bleuâtres, négatifs, $(B - V)$ n'étant pas inférieur à $-0^m,46$.

L'abondance des étoiles rend impossible la mesure à l'électrophotomètre de l'éclat de chacune d'elles. Aussi applique-t-on cette méthode à la mesure des magnitudes U, B et V d'un nombre limité d'étoiles (près de 1000), depuis les plus brillantes jusqu'à $V = + 20^m,5$ situées dans de différentes régions du ciel. Ces étoiles servent de standard photométrique. En les photographiant à travers des filtres de lumière avec les objets explorés on mesure à l'aide des microphotomètres le noircissement des images des uns et des autres, et d'après ces mesures on établit l'éclat des objets étudiés.

D'une façon analogue on étudie l'éclat des astres dans les rayons rouges (magnitudes R) et infrarouges (magnitudes I).

Dans le domaine optique du spectre (de l'ultraviolet à l'infrarouge) le rayonnement global est mesuré par différents récepteurs thermiques, en particulier par les bolomètres, ou le long de tout le spectre par les spectrobolomètres fonctionnant d'après le principe du pont de Wheatstone. Ce rayonnement global est caractérisé par la magnitude bolométrique m_b. Ordinairement, d'après la distribution de l'énergie dans le spectre on calcule les corrections bolométriques b, et alors $m_b = m_v + b$ ou $m_b = V + b$.

Toutes les formes des magnitudes établies par observation sont corrigées pour l'absorption de la lumière dans l'atmosphère terrestre, et leurs valeurs corrigées sont publiées dans les catalogues.

§ 81. Télescopes optiques

Les instruments principaux utilisés pour l'étude des corps célestes sont les *télescopes*. Ils sont destinés à recueillir le plus possible de lumière émise par les astres, à reproduire leur image et à concentrer les rayons lumineux sur le récepteur de l'énergie rayonnante. Il en existe trois types dont les systèmes sont parfois fort complexes: télescopes à *lentilles* ou *réfracteurs*, télescopes à *miroir* ou *réflecteurs* et télescopes à lentille et miroir appelés également *réfracto-réflecteurs*. Dans les réfracteurs la lumière est recueillie par un objectif composé de lentilles. L'objectif des réflecteurs est un miroir concave dit principal. L'image des astres s'obtient dans le plan focal de l'objectif.

L'optique enseigne que les lentilles et les miroirs concaves donnent lieu à des erreurs ou *aberrations*. Dans les lentilles ce sont surtout les aberrations sphérique et chromatique. La première rend les images quelque peu floues, et la deuxième les rend colorées même sur l'axe

optique principal. D'autres aberrations dites géométriques (par exemple, coma et astigmatisme), se manifestent dans les images obtenues à l'écart de l'axe optique. Pour corriger les aberrations les objectifs des réfracteurs se composent de plusieurs lentilles à courbure choisie de façon correspondante, fabriquées en verres de nuances différentes. La fabrication de grandes lentilles de qualité n'est pas toujours possible. D'autant plus que chaque lentille supplémentaire

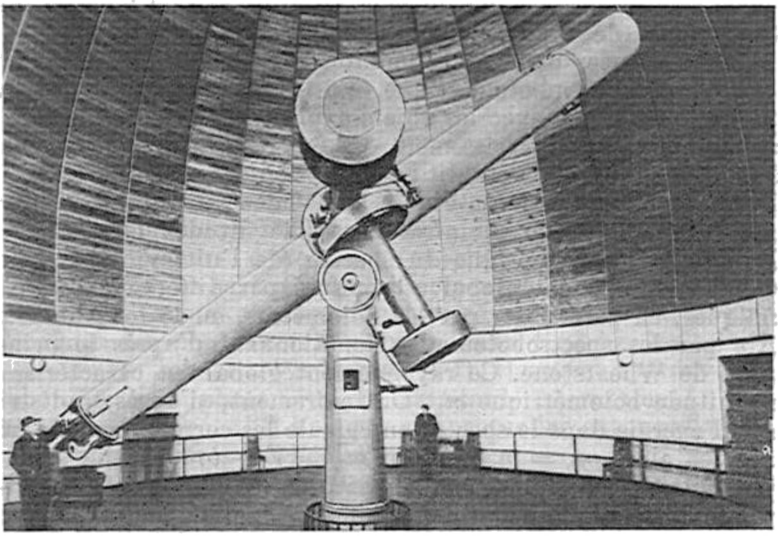


Fig. 81. Réfracteur de l'observatoire de Poulkovo

augmente les pertes de lumière dans l'objectif. Les objectifs de grands réfracteurs se font donc de deux lentilles qui corrigent l'aberration sphérique et, dans une grande mesure, l'aberration chromatique : ce sont ce qu'on appelle les achromats. Ces derniers, prévus pour les observations visuelles, ramènent en un foyer commun les rayons jaunes-verts, alors que les achromats photographiques le font pour les rayons bleus et violets. Les diamètres de tels objectifs ne dépassent pas 80 cm et il n'existe dans le monde entier que deux grands objectifs pour l'observation visuelle, l'un étant de 91 cm d'ouverture (observatoire de Lick, Etats-Unis), et l'autre, de 102 cm d'ouverture (observatoire de Yerkes, Etats-Unis). Les deux objectifs sont fabriqués par les opticiens américains D. et A. Clark en 1888 et 1896. Les tentatives ultérieures de confectionner des objectifs à lentille aussi gros se sont soldées par des échecs. Les objectifs composés de trois ou quatre lentilles sont affranchis des aberrations, mais

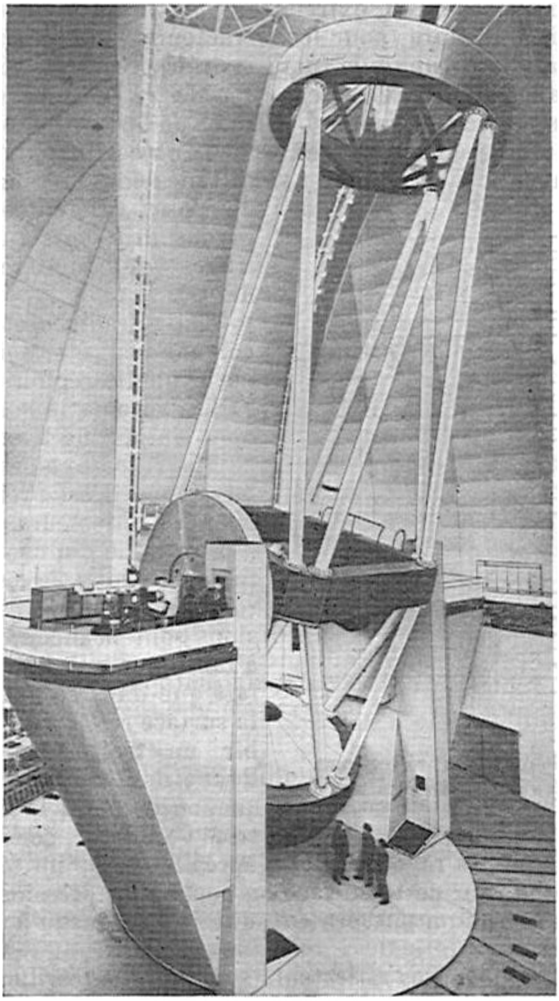


Fig. 82. Réflecteur de 6 mètres d'ouverture le plus grand du monde

la difficulté de leur fabrication fait que leurs diamètres ne dépassent pas 40 cm.

Les réfracteurs s'emploient surtout pour les explorations astrométriques et astronomiques stellaires, où la position des étoiles doit être établie avec une précision élevée. Les réfracteurs prévus pour la photographie des régions du ciel stellaire s'appellent *astrographes*.

La construction de tous les réfracteurs est en somme de même type (fig. 81). Un objectif composé de lentilles est fixé à l'extrémité

supérieure du tube. A son extrémité opposée, au foyer de l'objectif, est placé soit l'oculaire (pour les réfracteurs visuels (soit la cassette ou la caméra photographique (pour les réfracteurs photographiques). Il existe également des réfracteurs doubles, à deux tubes, dont l'un est muni d'un objectif visuel et l'autre, d'un objectif photographique.

Dans les astrographes doubles les deux objectifs sont photographiques; on peut donc photographier simultanément la région du ciel avec des poses différentes ou dans des rayons différents (à travers des filtres de lumière correspondants).

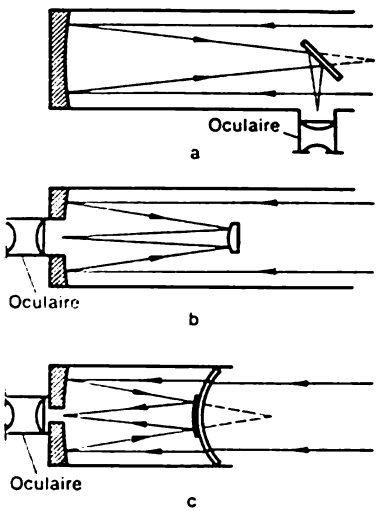


Fig. 83. Schémas des réflecteurs a, système de Newton; b, système de Cassegrain; c, système de Maksutov

Un réfracteur établi sur une colonne peut être pointé sur n'importe quelle région du ciel qu'il suivra automatiquement en tournant autour de l'axe du monde.

Pour les explorations astrophysiques il est préférable d'utiliser les réflecteurs. Les objectifs à miroirs ne donnent pas d'aberrations chromatiques et les miroirs concaves de grandes dimensions sont beaucoup plus faciles à fabriquer que les lentilles, du fait que dans ce cas ce n'est que la surface réflectrice qui doit subir un traitement minutieux. Pour éliminer l'aberration sphérique, on donne à la surface réflectrice du miroir concave la forme d'un paraboloïde de révolution; d'après l'usage, un tel miroir est dit parabolique. Sur cette surface on porte sous pression une couche extrafine d'aluminium pulvérulent qui reflète jusqu'à 90 % de lumière incidente.

Les constructions des réflecteurs sont différentes. Le miroir principal est établi dans la partie inférieure du tube, remplacé dans les gros appareils par une carcasse rigide (fig. 82). Le foyer du miroir principal se trouve soit à l'intérieur du tube (réflecteur à foyer direct) soit est déplacé hors de ses limites, ce qui s'obtient à l'aide d'un petit miroir supplémentaire établi à l'intérieur du télescope (fig. 83).

Un miroir plan placé sous un angle de 45° à l'axe optique du réflecteur déporte le foyer latéralement (foyer proposé par Newton en 1671 ; cf. fig. 83, *a*). Un miroir convexe hyperbolique dirige les rayons à travers le trou percé dans le miroir principal et déplace le foyer hors du télescope (foyer de Cassegrain que ce dernier a proposé en 1672 ; cf. fig. 83, *b*). Ce système augmente la longueur focale de

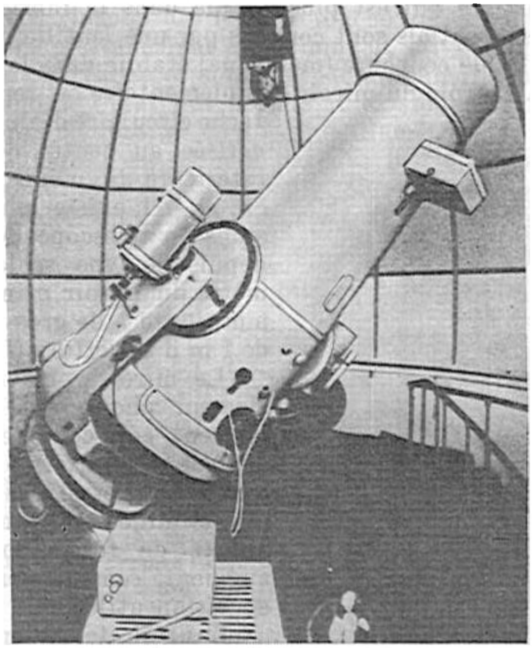


Fig. 84. Réflecteur photographique à ménisque de l'observatoire astrophysique d'Abastouman ; son miroir est de 1 m de diamètre

l'instrument. Son miroir parabolique donne des images bien nettes seulement près de l'axe optique (au milieu du champ de vision) et n'est pas exempt d'aberrations géométriques, ce qui ne présente pas d'inconvénients pour l'étude de petites zones du ciel (ou des objets célestes) s'étendant sur 1 ou 2°.

Pourtant dans la photographie des régions importantes du ciel avec de nombreux objets célestes, les aberrations géométriques perturbent sensiblement les images de la périphérie du champ de vision. Pour corriger les aberrations apportées on construit des réfracto-réflecteurs à miroir et à lentille.

Dans les réflecteurs du système Ricci-Chrétien on utilise le schéma de Cassegrain, mais la surface du miroir principal se distingue quelque peu de la forme parabolique, alors que la surface du miroir complémentaire (secondaire) diffère de la forme hyperbolique. La combinaison de ces miroirs élimine les aberrations géométriques et augmente sensiblement le champ de vision non perturbé du télescope.

L'opticien soviétique D. Maksutov (1896-1964) a conçu un réfracteur connu sous le nom de télescope à ménisque, où le miroir a la

forme sphérique, ce qui est plus simple dans la fabrication, alors que ses défauts essentiels sont corrigés par une lentille mince convexe-concave de faible courbure (ménisque) établie dans la partie supérieure du tube. Le rôle du miroir complémentaire est rempli par une tache circulaire d'aluminium pulvérisée au centre de la surface intérieure du ménisque (cf. fig. 83, *c*). Il existe plusieurs versions du télescope de Maksutov, depuis le type scolaire, à diamètre du miroir principal de 70 mm, jusqu'à de gros instruments de 1 m d'ouverture (fig. 84).

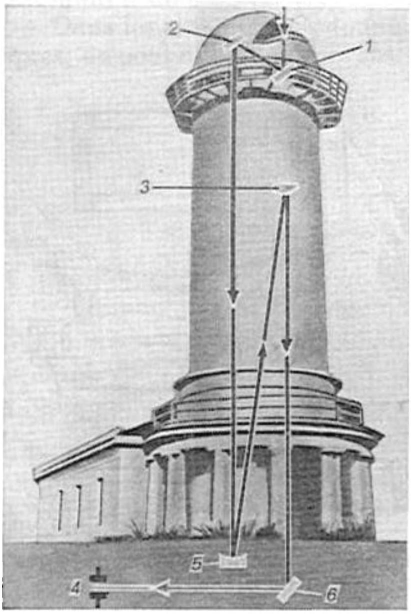


Fig. 85. Schéma d'un télescope avec cœlostat

1, miroir mobile; *2*, miroir fixe; *3*, miroir convexe; *4*, récepteur d'énergie; *5*, miroir principal; *6*, miroir plan

Le miroir principal du réflecteur photographique appelé souvent télescope de Schmidt a également une forme sphérique; toutes les aberrations y sont presque éliminées par une plaque de quartz de forme spéciale, qui augmente sensiblement le champ de vision utile (non perturbé).

Les réflecteurs sont munis de plusieurs miroirs complémentaires, ce qui permet de réaliser l'observation suivant des foyers différents. Les récepteurs d'énergie (photomètres, spectrographes, convertisseurs d'images électroniques, polarimètres, etc.) sont fixés au télescope de façon que leur orifice d'entrée coïncide avec le foyer de service du télescope.

Les diamètres des miroirs principaux de grands réflecteurs modernes atteignent quatre mètres et plus.

Pour le miroir parabolique du plus grand réflecteur du monde, ce diamètre est de 6 m et sa distance focale $F = 24$ m (cf. fig. 82). Ce télescope fabriqué en U.R.S.S. appartient à l'observatoire astrophysique spécial de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S.; il est établi près de la localité Zélentchoukskaïa de la région de Stavropol, sur la montagne Pastoukhov à une altitude de 2070 m. Le deuxième réflecteur quant à ses dimensions (5 m d'ouverture) est celui du Mont Palomar placé à 1706 m d'altitude en Californie (Etats-Unis).

Les montures des télescopes sont très variées, mais toutes elles sont conçues de façon que le télescope peut suivre automatiquement la rotation diurne du ciel, en tournant suivant l'angle horaire. L'ex-

ception ne fait que la monture du réflecteur soviétique de 6 m d'ouverture ; il tourne simultanément á l'azimut et suivant la hauteur, son mouvement étant réalisé et contrôlé par un calculateur analogique.

Actuellement à l'état des projets il existe des réflecteurs plus grands à miroirs composites de 15 m de diamètre.

L'étude du Soleil est assurée par des instruments spéciaux, le *télescope horizontal* et la *tour solaire* (fig. 85). Ces télescopes sont fixes et l'image du Soleil est dirigée dans ces instruments sur leur objectif

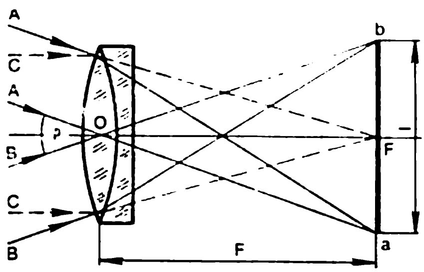


Fig. 86. Construction de l'image renversée (*ab*) dans le plan focal d'un télescope *O*, objectif à deux lentilles ; *F*, foyer du télescope

par le système de deux miroirs plans *1* et *2* appelé cœlostat. Un miroir tourne lentement en suivant le Soleil pour transmettre à l'autre miroir fixe qui, lui, transmet l'image toujours dans la même direction sur le télescope.

Les caractéristiques principales de tout télescope sont le diamètre D et la distance focale F de son objectif, qui déterminent la raison d'ouverture $A = D : F$ appelée souvent *clarté* de l'instrument. En toute rigueur, la clarté

$$G = A^2 = (D : F)^2,$$

le flux lumineux recueilli par l'objectif étant

$$\Phi = kD^2.$$

L'image des objets célestes se construit dans le plan focal du télescope (fig. 86). Pour les dimensions angulaires ρ de l'objet (ou la distance ρ entre les objets) la dimension linéaire de l'image

$$l = 2F \operatorname{tg} \frac{\rho}{2} ;$$

les ρ étant ordinairement petites, il vient

$$l = F \operatorname{tg} \rho ; \qquad (9.4)$$

par ailleurs, si ρ est mesurée en minutes d'arc (′)

$$l = F \frac{\rho'}{3438'} , \qquad (9.5)$$

et si c'est en secondes d'arc ($''$),

$$l = F \cdot \frac{\rho''}{206\,265''}. \tag{9.6}$$

Pour photographier les objets célestes le châssis contenant la plaque est placé dans le plan focal du télescope ; les formules (9.5) et (9.6) donnent alors aussi bien les dimensions linéaires des images que l'échelle des clichés

$$\xi' = \frac{\rho'}{l} = \frac{3438'}{F} \; [' /\mathrm{mm}]$$

et

$$\xi'' = \frac{\rho''}{l} = \frac{206\,265''}{l} \; ['' /\mathrm{mm}],$$

où la distance focale F est exprimée en millimètres.

La brillance de l'image d'un objet dans le plan focal du télescope dépend de la clarté de ce dernier. Pour observer des objets brillants la clarté du télescope peut être peu grande, mais pour explorer les objets faibles, elle doit être importante. Les réfracteurs modernes ont une raison d'ouverture de 1 :19 à 1 :10 ; pour les réflecteurs paraboliques elle est de 1 :8 à 1 :3, et pour les télescopes complexes à miroir et à lentille (réfracto-réflecteurs) même de 1 :1.

L'observation visuelle des objets étendus est influencée sensiblement par le *grossissement* du télescope. Pour une distance focale f de l'oculaire, le grossissement

$$W = F : f.$$

A l'état calme de l'atmosphère le grossissement maximal admis sible ne dépasse pas

$$W_m = 2D,$$

où D est le diamètre de l'objectif en millimètres.

L'agitation atmosphérique perturbe l'image, rend ses détails flous. C'est pourquoi même de gros instruments assurent rarement un grossissement supérieur à 500 fois.

Le champ de vision d'un télescope (zone du ciel qu'il permet de contempler) dépend du grossissement. Le diamètre du champ de vision exprimé en minutes d'arc

$$N = \frac{2000'}{W}$$

Une caractéristique importante du télescope est sa *puissance optique* déterminée par la magnitude limite des étoiles visibles par une nuit sans lune dans des conditions atmosphériques parfaites. La pupille de l'œil humain est d'un diamètre $d = 6$ mm, et une vision moyenne discerne les étoiles jusqu'à $m = 6^m$. Un objectif de D mm de diamètre recueille $(D/d)^2$ fois plus de lumière ; on y voit donc des étoiles autant de fois plus faibles ; leur magnitude m_T est déterminée

par la formule de Pogson

$$m_T = m + 5\,(\log D - \log d),$$

d'où

$$m_T = 6^m - 5 \log 6 + 5 \log D = 6^m - 5\cdot 0{,}78 + 5 \log D\,;$$

par conséquent, la puissance optique du télescope

$$m_T = 2^m{,}1 + 5 \log D,$$

où le diamètre D est exprimé en millimètres.

La diffraction due aux bords de l'objectif fait que les sources ponctuelles (les étoiles) se présentent à la vue au télescope comme de

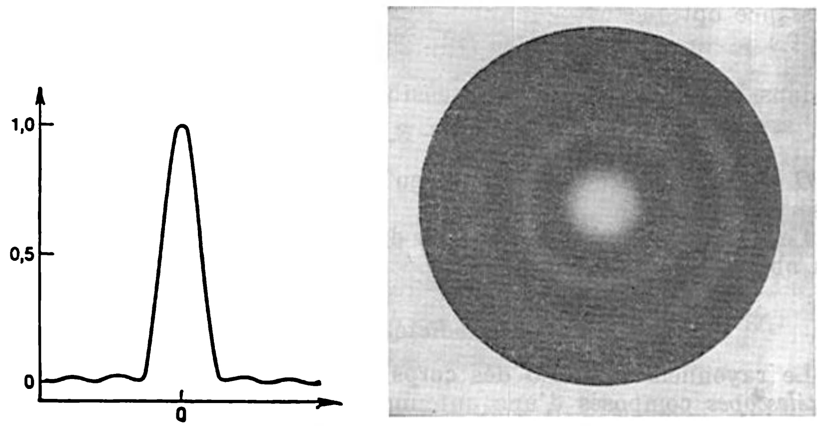


Fig. 87. Distribution de brillance dans l'image de l'étoile et son image de diffraction

petits cercles ou *disques de diffraction*, entourés de petits anneaux d'intensité décroissante (fig. 87). Le rayon angulaire du disque de diffraction

$$\vartheta = 1{,}22\,\frac{\lambda}{D} = 251\,640''\,\frac{\lambda}{D}$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière, et D, le diamètre de l'objectif.

La distance angulaire entre deux objets ponctuels reposant à la limite de la visibilité séparée détermine le *pouvoir séparateur* ou la limite de résolution théorique du télescope ; lorsque la distance angulaire est plus petite, les images des objets se confondent.

Pour les télescopes visuels on peut adopter $\lambda = 5000$ Å $= 5{,}5 \times 10^{-4}$mm, et en exprimant le diamètre de l'objectif D en millimè-

tres, trouver le pouvoir séparateur

$$\vartheta = \frac{140''}{D}.$$

Les courants atmosphériques réduisent le pouvoir séparateur des télescopes.

La puissance optique d'un télescope photographique est définie par la magnitude limite des étoiles enregistrées par le négatif en photographiant le ciel stellaire avec une pose maximale admissible après laquelle s'amorce le voilage général de la plaque photographique par le fond du ciel nocturne. Ceci fait que la puissance optique d'un télescope photographique dépend de la sensibilité des émulsions employées et de la durée de la pose. Dans les conditions atmosphériques parfaites et en utilisant des plaques à sensibilité moyenne la puissance optique

$$m_{ph} = 5 \log D + 2{,}1 \log t - 1^m;$$

et dans le cas des plaques de sensibilité élevée

$$m_{ph} = 5 \log D + 3{,}1 \log t - 1^m,$$

où D est le diamètre de l'objectif en millimètres et t, la durée de la pose en minutes.

Le réflecteur soviétique de 6 m d'ouverture permet d'enregistrer des objets jusqu'à 24 à 25^m.

§ 82. Radiotélescopes

Le rayonnement radio des corps célestes est perçu par les *radiotélescopes* composés d'une antenne et d'un récepteur sensible à amplificateur (radiomètre). Le rayonnement radio qui atteint la Terre, émis par la majorité écrasante des corps célestes, est très faible; pour l'évaluer on introduit une unité de puissance spéciale appelée jansky en l'honneur de l'ingénieur américain K. Jansky (1905-1950) qui a le premier découvert en 1932 ce rayonnement:

$$1 \text{ Jan} = 10^{-23} \frac{\text{erg}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{Hz}} = 10^{-26} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\cdot\text{Hz}}.$$

Ces unités mesurent la densité spectrale du flot de rayonnement émis par un corps céleste (éclairement produit par le corps céleste sur la Terre dans la plage des ondes radio) dans l'intervalle des fréquences de ν à $\nu + \Delta\nu$, où $\Delta\nu = 1$ Hz. Pour mesurer le rayonnement radio d'une puissance si négligeable on utilise des antennes à surface utile de dizaines et de centaines de milliers de mètres carrés.

Les constructions des antennes sont très variées. La réception des ondes millimétriques et centimétriques est assurée par des miroirs métalliques continus (réflecteurs) de forme parabolique de plusieurs dizaines de mètres de diamètre. Celle des ondes radio des pla-

ges décimétrique et métrique est assumée par les réflecteurs à carcasse d'une forme à peu près parabolique recouverte d'un treillis métallique, ce qui permet de pousser le diamètre de l'antenne à 100 m (fig. 88). Au foyer d'un réflecteur continu ou à treillis on place un récepteur qui assure la captation des ondes radio localisées par le réflecteur pour transmettre les signaux au radiomètre. Les antennes

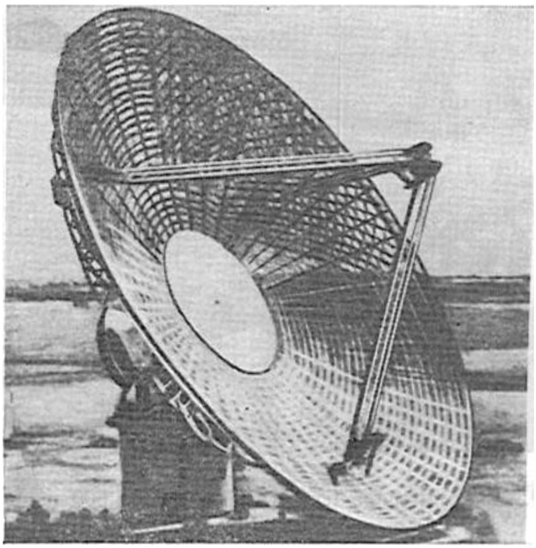


Fig. 88. Grand radiotélescope ($D = 66$ m)

paraboliques jusqu'à 100 m de diamètre sont placées sur des colonnes ou des appuis à treillis et peuvent être pointées presque sur n'importe quelle région du ciel.

Les réflecteurs des plus gros radiotélescopes prévus pour la réception dans une large gamme des longueurs d'onde, sont montés à partir des miroirs métalliques qui forment une bande continue de segment parabolique. Ces radiotélescopes sont fixes (stationnaires) et leurs dispositifs focaux peuvent se déplacer dans de faibles limites. Le plus grand radiotélescope fixe se trouve en Union Soviétique près de la localité Zélentchoukskaïa de la région du territoire de Stavropol. Son réflecteur est monté à partir de 900 plaques métalliques planes de 2 × 7,4 m et a la forme d'une bague fermée de 600 m de diamètre, alors que la forme de sa surface s'apparente à celle d'un segment parabolique (fig. 89). Le rayonnement radio des astres au voisinage du zénith est perçu par toute la surface de la bague, et lorsque la hauteur des astres est peu grande, par une partie de cette sur-

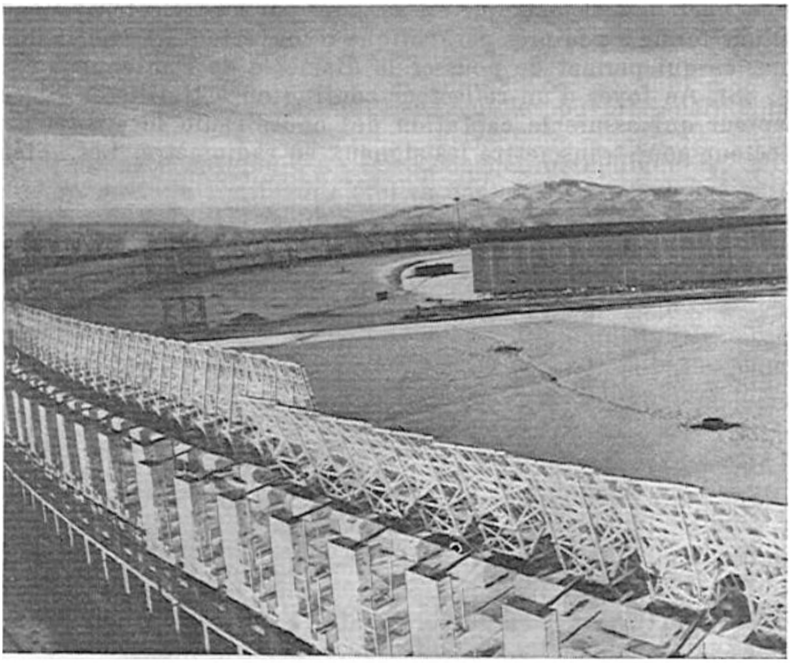


Fig. 89. Radiotélescope fixe RATAN-600 de 600 m de diamètre

face. Ce radiotélescope porte le nom de RATAN-600 (sigle de l'abréviation russe de Radiotélescope de l'Académie des Sciences de 600 m de diamètre).

Les antennes des radiotélescopes fixes prévus pour la réception des ondes de plusieurs mètres de longueur se font sous la forme de dipôles multiples de différentes constructions.

Chaque antenne est caractérisée par l'*angle directionnel* qui détermine le pouvoir séparateur du radiotélescope. La puissance perçue par l'antenne est maximale (P_m) lorsque la radiosource se trouve sur l'axe électrique de l'antenne dans la direction de sa sensibilité maximale. L'axe électrique est proche suivant la direction de l'axe optique principal d'une antenne parabolique, et de la perpendiculaire dressée au plan d'une antenne rectangulaire.

Lorsque la source de rayonnement radio s'écarte de l'axe électrique de l'antenne de l'angle φ la puissance de l'antenne diminue et pour une certaine valeur $\varphi = \frac{\vartheta}{2}$ elle devient égale à $P_m/2$ (fig. 90). L'angle ϑ s'appelle *angle directionnel* à *demi-puissance*. Le diagramme qui donne la relation entre la puissance et l'angle φ s'appelle diagramme de rayonnement. Il a la forme d'un lobe dit

principal, des deux côtés duquel se trouvent des lobes latéraux dus à la diffraction des ondes radio. Le pouvoir séparateur d'un radiotélescope est égal à peu près à l'angle directionnel à demi-puissance ϑ ; pour une antenne parabolique ou sphérique

$$\vartheta = 1{,}22\,\frac{\lambda}{D}\,\text{rad} = 4200'\cdot\frac{\lambda}{D} = 251\,640''\,\frac{\lambda}{D}\,,$$

où λ est la longueur de l'onde radio et D, le diamètre de l'antenne.

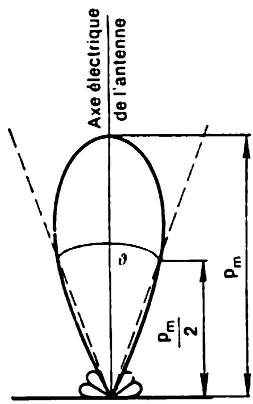


Fig. 90. Diagramme de rayonnement de l'antenne

En observant un objet, le radiotélescope reste fixe, alors que l'objet se déplace sous l'effet de la rotation diurne du ciel en parcourant le diagramme de rayonnement de l'antenne ; son rayonnement radio perçu par l'antenne est transmis au radiomètre pour être enregistré par un style sur une bande de papier. En même temps sur cette même bande sont enregistrées sous la forme de primes les marques du temps, généralement de minute en minute.

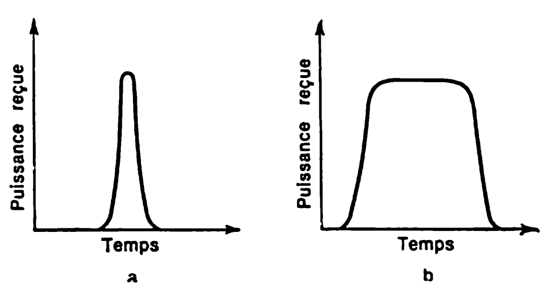


Fig. 91. Enregistrement d'une source de rayonnement radio : ponctuelle (*a*) et étendue (*b*)

Si les dimensions angulaires ϑ_0 de la radiosource sont sensiblement inférieures à l'angle directionnel de l'antenne ϑ, la source est perçue comme un objet ponctuel et son enregistrement parfait a la forme d'une courbe de Gauss régulière (fig. 91, *a*). Avec $\vartheta_0 > \vartheta$, la radiosource est étendue et son enregistrement prend la forme en gradin (fig. 91, *b*).

Le pouvoir séparateur des radiotélescopes est bien plus faible que celui des instruments optiques. Ainsi, pour le réflecteur optique de 6 m d'ouverture, $\vartheta = 0'',02$, alors que pour le radiotélescope RATAN-600, même dans le cas de $\lambda = 8$ mm

$$\vartheta = 251\,640'' \cdot \frac{0,008}{600} = 3''.$$

Pourtant, si la réception du rayonnement radio est assurée simultanément par deux antennes placées à une certaine distance l'une

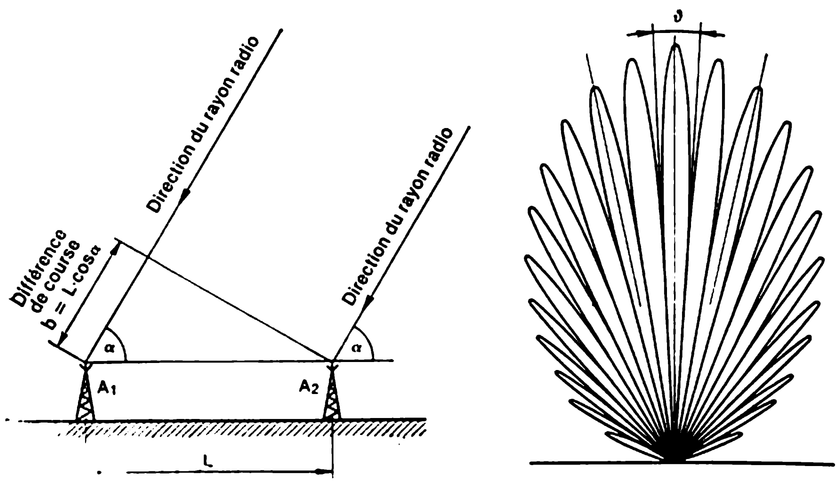


Fig. 92. **Schéma** d'un radiointerféromètre à deux antennes A_1 et A_2 et son diagramme de rayonnement

de l'autre et transmettant les signaux au même radiomètre, on obtient alors un interféromètre de base égale à cette distance. L'interférence des signaux radio fait que le diagramme de rayonnement obtenu présente de lobes nombreux (fig. 92) et le pouvoir séparateur ϑ croît, puisque dans ce cas

$$\vartheta = 251\,640'' \frac{\lambda}{L},$$

où L est la longueur de la base de l'interféromètre.

L'enregistrement d'une radiosource ponctuelle fourni par un interféromètre prend la forme de la figure 93.

Actuellement on utilise des interféromètres à base superlongue s'étendant sur des milliers de kilomètres. Les signaux recueillis par les antennes sont enregistrés séparément sur des bandes magnétiques sur lesquelles sont également enregistrées les marques du temps des standards atomiques. Les impulsions radio enregistrées sont identifiées d'après les marques du temps par des ordinateurs ou des dispositifs spéciaux (corrélateurs).

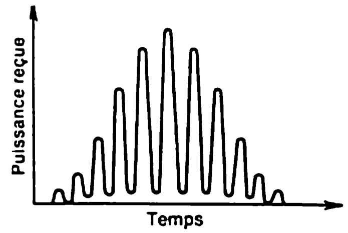


Fig. 93. Enregistrement du rayonnement radio d'une source ponctuelle par un radiointerféromètre à deux antennes

Au mois de juin 1979 a été créé le premier interféromètre cosmique composé de radiotélescope KPT-10 (radiotélescope cosmique à antenne à treillis de 10 m) porté par la station orbitale soviétique Saliout-6 et de radiotélescope de 70 m établi à la surface terrestre près de la ville d'Evpatoria. La base de ce radiointerféromètre a été presque de 13 000 km.

Le pouvoir séparateur des radiointerféromètres à base superlongue atteint 0",0001.

§ 83. Explorations astrophysiques par engins cosmiques

Pendant les années de l'ère cosmique inaugurée le 4 octobre 1957 par le lancement en U.R.S.S. du premier satellite artificiel de la Terre, de nouvelles méthodes d'étude des corps célestes ont été développées, qui ont reçu le nom de méthodes d'exploration cosmique. Le plus grand apport dans le développement et l'application pratique de ces méthodes revient à l'Union Soviétique et aux Etats-Unis.

Les satellites artificiels de la Terre sont équipés d'un appareillage scientifique automatique prévu pour résoudre un nombre restreint de problèmes astrophysiques qui déterminent la mise des satellites sur orbites elliptiques à telle ou telle hauteur, allant à l'apogée de 500 à 12 000 km. A ces problèmes se rapportent l'étude du rayonnement corpusculaire du Soleil, des rayons cosmiques, de la concentration des ions dans le champ magnétique de la Terre, des particules météoritiques dans son voisinage, etc. On a créé des observatoires solaires orbitaux spéciaux munis de télescopes et d'appareils auxiliaires assumant l'étude du Soleil dans des plages différentes de son spectre. Les résultats des observations sont transmis automatiquement à la Terre suivant les canaux de radio- et télécommunication.

Des explorations bien plus compliquées et variées sont réalisées par les cosmonautes à partir des vaisseaux cosmiques et des stations

scientifiques orbitales de grande durée. Ce sont des stations à grandes dimensions et masses atteignant des dizaines de tonnes, telles les stations soviétiques de la série Saliout * et la station américaine Skylab (« Laboratoire céleste »). Les stations scientifiques orbitales sont équipées de l'appareillage le plus perfectionné, des caméras de télévision, y compris des ordinateurs, des photomètres de polarisation, des spectrographes ultraviolets et infrarouges, de grands télescopes optiques à objectifs à miroir complexes et des télescopes à rayons X spéciaux prévus pour photographier dans les rayons X les objets célestes et leurs spectres.

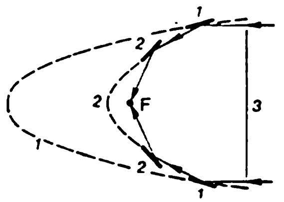


Fig. 94. Schéma d'un télescope à rayons X

L'action du télescope à rayons X est fondée sur la propriété des surfaces spéculaires de refléter presque complètement les rayons X incidents qui les frappent sous un angle proche de 90°. L'objectif d'un tel télescope (fig. 94) se compose d'une combinaison de segments de miroir hyperbolique (*1*) et parabolique (*2*). Le diaphragme (*3*) retient tous les rayons dirigés sur l'objectif, sauf les rayons marginaux extrêmes. Ces derniers reflétés par le segment hyperbolique sous un angle proche de 90° tombent sur le segment parabolique pour être focalisés dans le plan focal de l'objectif, où se trouve le récepteur de rayonnement correspondant. Les télescopes à rayons X s'appellent souvent réflecteurs à incidence glissante.

La station orbitale Saliout-6 portait pour la première fois au monde un radiotélescope X à antenne à treillis parabolique de 10 m.

La réalisation des explorations est assurée par les expéditions des cosmonautes arrivant sur les stations scientifiques orbitales dans des vaisseaux cosmiques qui pour la durée des travaux sont aboutés aux stations. La durée des expéditions dépend du programme des explorations scientifiques. Le délai record appartient à L. Kizime, deux fois Héros de l'Union Soviétique, V. Soloviev, Héros de l'Union Soviétique et O. Atkov, Héros de l'Union Soviétique, qui ont travaillé sur la station orbitale Saliout-7 pendant 237 jours du 8 février au 1 octobre 1984 **.

Pour rendre possibles les observations astrophysiques, des dispositifs spéciaux assurent la stabilisation de la station, la précision de la stabilisation atteignant 0",05.

Le rayonnement ultraviolet des objets célestes est enregistré par

* La première station de la série Saliout a été mise sur orbite le 19 avril 1979.

** V. Riumine, deux fois Héros de l'Union Soviétique a travaillé en tout sur la station orbitale Saliout-6 360 jours du 26 février au 19 août 1979 et du 10 avril à 11 octobre 1980.

des émulsions spéciales et depuis $\lambda < 1600$ Å, encore par les compteurs Geiger-Müller qui enregistrent également les rayons cosmiques. Le rayonnement X est enregistré par les émulsions photographiques et les compteurs à scintillations munis de photomultiplicateurs, et les rayons gamma, par des chambres à étincelles. La plus grande partie de l'équipement scientifique peut fonctionner en régime automatique.

Vers les planètes on dirige des sondes spatiales automatiques dont l'appareillage scientifique est commandé par un ordinateur de bord suivant un programme préétabli, ainsi que par commandes transmises par radio à partir de la Terre. Pendant leur trajet jusqu'aux planètes, ces stations explorent l'espace interplanétaire, mesurent la densité du milieu, la concentration des particules météoritiques, les rayons cosmiques, etc.

L'équipement scientifique des sondes dépend de leur destination. Certaines d'entre elles sont prévues pour l'étude des planètes à partir des trajectoires de passage, d'autres deviennent des satellites artificiels des planètes ou atterrissent sur leur surface. Ces stations sont équipées de systèmes télescopiques, d'installations vidéo et de télévision, d'accumulateurs et de batteries solaires, de récepteurs spectraux, d'installations de transmission radio, etc. Les satellites artificiels et leurs capsules d'atterrissage sont munis de radars, de photomètres optiques et électroniques, d'analyseurs de la composition chimique de l'atmosphère et du sol, d'un équipement géophysique et même biologique.

De grands succès sont enregistrés dans l'étude de la Lune à l'aide des laboratoires autoporteurs soviétiques (*Lunokhods*). La surface lunaire a été également explorée par les expéditions des astronautes américains. Les appareils largables de la station *Luna* et les astronautes américains ont apporté sur la Terre des échantillons du sol lunaire qui ont été soumis à une étude minutieuse.

Le développement rapide des méthodes de l'exploration cosmique fait passer l'étude de la Lune et des planètes et ses problèmes du domaine de l'astronomie dans celui de la géophysique, de la géodésie et de la géologie.

§ 84. Spectres des corps célestes

L'étude des spectres des corps célestes permet d'établir certaines de leurs caractéristiques importantes : la *vitesse radiale* (projection de la vitesse spatiale sur le rayon de vision de l'observateur), l'état physique, la composition chimique et parfois même la rotation axiale et la présence du champ électromagnétique.

Les corps émettant la lumière peuvent posséder des *spectres* aussi bien *d'émission* que *d'absorption*. Les spectres d'émission se composent de raies et de bandes brillantes sur un fond sombre, et les spectres d'absorption, d'un fond continu coupé de raies ou bandes

sombres. Il arrive que le spectre d'absorption possède des raies brillantes d'émission. Les raies spectrales sont produites par les atomes des éléments chimiques, et les bandes, par les molécules et leurs combinaisons. A chaque élément chimique correspond une série de raies caractéristique, les séries des atomes neutres se distinguant de celles des atomes ionisés par le nombre de raies et leur disposition. Les bandes spectrales des molécules neutres et ionisées présentent une différence analogue.

Les spectres de la Lune et des planètes éclairées par le Soleil sont identiques à peu près au spectre solaire. Mais lorsque les planè-

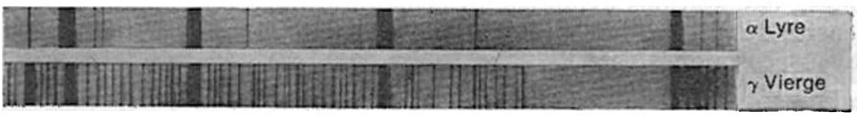


Fig. 95. Spectrogrammes à fente des étoiles α Lyre (en haut) et γ Vierge

tes possèdent une atmosphère, elle est traversée par la lumière solaire et leurs spectres comportent alors encore des raies et des bandes d'absorption propres à la composition chimique de cette atmosphère.

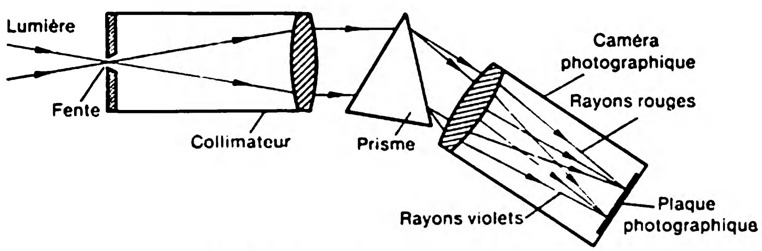


Fig. 96. Schéma du spectrographe à fente

Ces derniers temps il est devenu possible de déterminer également d'après le spectre la composition chimique du sol des planètes.

Les spectres de tous les astres possèdent des raies et des bandes sombres dues à l'absorption sélective de la lumière par l'atmosphère terrestre. Ces raies et bandes sont dites *telluriques*, on les identifie sans peine, la composition chimique de l'atmosphère terrestre étant bien connue.

L'étude des spectres consiste à examiner leurs photographies, ou *spectrogrammes* obtenus à l'aide des appareils spectraux de constructions variées fixés aux télescopes, de préférence aux réflecteurs. Les spectres des astres relativement brillants (fig. 95) sont photographiés par des *spectrographes* à fente constitués de collimateur, de prisme et de chambre photographique (fig. 96). La fente du collima-

teur est établie dans le plan focal du télescope. Les spectrogrammes ainsi obtenus s'appellent *spectrogrammes à fente*. L'échelle du spectrogramme est définie par sa dispersion linéaire $D = \frac{\Delta\lambda}{\Delta l}$ [Å/mm], c'est-à-dire par l'intervalle des longueurs d'onde $\Delta\lambda$ à laquelle correspond 1 mm de longueur Δl du tronçon du spectrogramme.

La dispersion linéaire du spectrogramme est proportionnelle à la valeur de l'angle de réfraction du prisme et à la distance focale de la chambre du spectrographe. Plus la dispersion linéaire est grande (c'est-à-dire plus sa valeur numérique est petite), plus l'échelle du spectrogramme est grande.

Pour augmenter la dispersion on montre dans le spectrographe deux ou trois prismes consécutifs. Or, ceci détermine des pertes supplémentaires en lumière et rend le spectrogramme moins net, ce qui impose une pose sensiblement plus grande, poussée parfois à plusieurs heures. C'est pourquoi les spectrographes à deux ou trois prismes s'emploient pour photographier les spectres des objets très brillants, lorsque les pertes en lumière supplémentaires dans l'appareil sont négligeables. Dans ces mêmes cas au lieu des prismes on utilise les réseaux de diffraction.

Les spectrogrammes des astres de faible éclat réalisés à l'aide des spectrographes à prismes sont ternes et difficilement identifiables. Aussi les spectres de tels astres sont-ils enregistrés à l'aide d'un télescope photographique, en plaçant devant son objectif un prisme à angle de réfraction de 1°,5 à 8°. Les prismes de ce type sont de grandes dimensions. Par exemple, à l'observatoire astrophysique d'Abastouman (R.S.S. de Géorgie) on utilise des prismes de 72 cm de diamètre, et à l'observatoire astrophysique de Burakan (R.S.S. d'Arménie), des prismes de 100 cm de diamètre. Le négatif enregistre les spectres peu grands quant aux dimensions de tous les objets qui tombent dans le champ de vision du télescope (fig. 97). Le volume d'information fourni par de tels spectrogrammes est inférieur à celui obtenu avec des spectrographes à fente.

L'identification des raies et des bandes spectrales est réalisée d'après les négatifs des spectrogrammes. En utilisant les raies spectrales à longueur d'onde connue on calcule la longueur d'onde des autres raies du spectre en établissant leur appartenance aux éléments chimiques.

La *densité optique* ou le *noircissement* de divers tronçons du spectrogramme diffère en fonction de la quantité d'énergie qui a produit ces tronçons. Les mesures de la densité optique sur toute la longueur des spectrogrammes est réalisée sur des *microphotomètres* automatiques qui enregistrent les résultats des mesures sur une bande animée (ou sur une plaque photographique) sous la forme d'une courbe appelée *microphotogramme* (cf. fig. 99 de la p. 200). Plus l'énergie du tronçon donné du spectre continu est grande, plus sa densité opti-

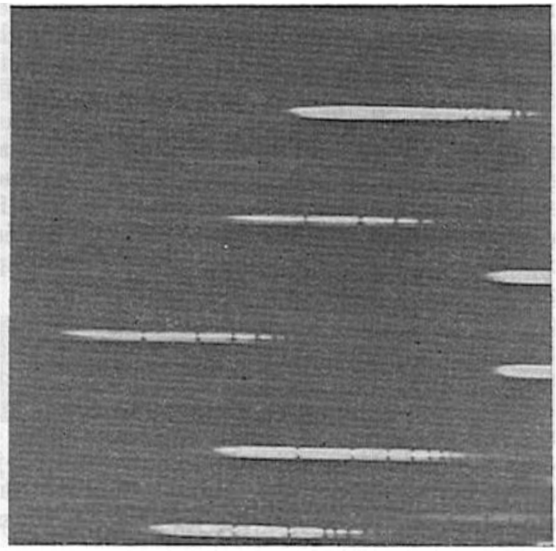


Fig. 97. Spectrogrammes des étoiles obtenus avec un prisme placé devant l'objectif

·que est élevée, et plus les points correspondants de l'enregistrement se trouvent haut, permettant par là même d'établir la distribution de l'énergie dans le spectre de l'astre. Les creux brusques de la courbe enregistrée sont formés par les raies d'absorption, alors que les pics pointus, par les raies d'émission, ce qui rend possible leur identification.

§ 85. Lois du rayonnement et de l'absorption de la lumière

L'information essentielle sur les corps célestes est fournie par l'analyse du rayonnement émis par leur surface. L'intensité de ce rayonnement est influencée par les processus d'émission et d'absorption. L'absorption par un atome d'un quantum de lumière de fréquence ν est caractérisée par le *coefficient d'absorption atomique* $k(\nu)$ dont la dimension est cm^2. On introduit encore le *coefficient d'absorption par unité de volume* $\alpha(\nu)$ et *unité de masse* $\varkappa(\nu)$. D'une façon analogue on introduit les *coefficients de rayonnement par unité de masse* $j(\nu)$ *et unité de volume.*

Si la matière se compose d'atomes absorbant l'énergie d'un élément dont la concentration est n et la densité ρ, il vient

$$\alpha(\nu) = k(\nu) \cdot n; \quad \varkappa(\nu) = \frac{\alpha(\nu)}{\rho}.$$

La variation de l'intensité du rayonnement $I(\nu)$ lorsqu'il passe par une couche de matière d'épaisseur dl est déterminée par l'apport du rayonnement et de l'absorption dans la couche. Le rayonnement fait que l'intensité dans la couche augmente de la valeur $j(\nu)\,\rho dl$. L'absorption affaiblit l'intensité de la valeur $I(\nu)\,\varkappa(\nu)\,\rho\,dl$. La variation totale de l'intensité dans la couche est déterminée par l'*équation de transport*

$$dI(\nu) = j(\nu)\,\rho\,dl - I(\nu)\,\varkappa(\nu)\,\rho\,dl.$$

Si l'on introduit la valeur de la différentielle de l'épaisseur optique de la couche $d\tau = \varkappa(\nu)\,\rho\,dl$, l'équation de transport devient

$$\frac{dI(\nu)}{d\tau} = \frac{j(\nu)}{\varkappa(\nu)} - I(\nu). \tag{9.7}$$

Dans le cas le plus simple d'une couche de gaz d'épaisseur l n'absorbant que le rayonnement incident d'intensité $I_0(\nu)$ et donc $j(\nu) = 0$, la solution de l'équation (9.7) s'écrit

$$I(\nu) = I_0(\nu)\,e^{-\tau(\nu)}, \tag{9.8}$$

où $\tau(\nu) = \int_0^l \varkappa(\nu)\,\rho\,dl = \int_0^l k(\nu)\,n\,dl$ s'appelle *épaisseur optique de la couche*. Pour un milieu homogène

$$\tau(\nu) = \varkappa(\nu)\,\rho l = k(\nu)\,nl.$$

L'expression (9.8) s'appelle *loi de Bouguer*. Cette loi stipule qu'à la distance qui correspond à $\tau(\nu) = 1$ l'intensité devient e fois plus faible. Aussi, la couche de matière où $\tau > 1$ et qui pratiquement ne laisse pas passer le rayonnement, est-elle dite optiquement épaisse, et la couche où $\tau < 1$, optiquement mince.

La résolution de l'équation de transport (9.7) sous diverses hypothèses sur l'allure des processus physiques déterminant la formation du rayonnement observé, permet d'obtenir des renseignements importants sur la nature des corps célestes. Dans le cas général c'est un problème très compliqué.

Pour l'étude de l'atmosphère et de l'intérieur des étoiles, la résolution de l'équation de transport devient bien plus simple, du fait que chaque couche de l'étoile présente un équilibre thermodynamique du rayonnement et de la matière. Indépendamment du mécanisme de rayonnement et de l'absorption de la lumière, chaque couche de matière rayonne comme un corps noir de température T. En vertu des lois de Kirchhoff et de Planck la relation entre le pouvoir rayonnant et absorbant ne dépend pas de la nature et des propriétés du

corps, étant égale à la fonction de Planck

$$\frac{j(\nu)}{\varkappa(\nu)}=B(\nu,\ T).$$

En portant cette expression dans l'équation (9.7) on obtient l'équation de transport du rayonnement dans l'atmosphère des étoiles

$$\frac{dI(\nu)}{d\tau}=B(\nu,\ T)-I(\nu).$$

L'intensité du rayonnement dépend seulement du changement de la température avec la profondeur. D'après les observations de l'intensité du rayonnement émis par une étoile on parvient à calculer la relation entre la température de sa matière et la profondeur.

Il s'est avéré que le rayonnement issu de la surface des étoiles s'apparente quant à ses caractéristiques spectrales à celui du corps noir; c'est pourquoi les lois régissant le rayonnement du corps noir ont joué un rôle important dans l'étude de la nature stellaire.

Loi de Stefan-Boltzmann. La quantité d'énergie émise par un corps noir à partir d'une unité de surface par unité de temps est proportionnelle à la quatrième puissance de sa température absolue:

$$\varepsilon=\sigma T^4, \tag{9.9}$$

où $\sigma = 5{,}67\cdot 10^{-8}\text{W/m}^2\cdot\text{degrés}^4$. Si les observations ont permis de déterminer ε, alors, d'après la formule (9.9) on calcule la température efficace de l'étoile.

La formule de Planck donne la distribution en fréquence de l'intensité du rayonnement du corps noir en fonction de la température T:

$$B(\nu,\ T)=\frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}\frac{W}{\text{m}^2\cdot\text{Hz}\cdot\text{sr}}, \tag{9.10}$$

où $h = 6{,}63\cdot 10^{-34}\text{J/Hz}$ est la *constante de Planck*, et $k = 1{,}38 \times \times 10^{-23}$ J/K, la *constante de Boltzmann*.

A de basses fréquences ($h\nu \ll kT$) la formule de Planck se transforme en **formule de Rayleigh-Jeans**.

$$B(\nu T)=\frac{2kT}{c^2}\nu^2. \tag{9.11}$$

La longueur d'onde sur laquelle tombe le maximum de rayonnement du corps noir est définie par la *loi de déplacement de Wien*:

$$\lambda_{max}=\frac{2{,}9\cdot 10^{-3}}{T}m=\frac{29\cdot 10^6}{T}\,\text{Å}; \tag{9.12}$$

avec l'augmentation de la température du corps noir le maximum de son rayonnement se déplace dans le domaine des ondes courtes du spectre (fig. 98).

La loi de Stefan-Boltzmann s'obtient en intégrant la fonction de Planck par rapport à toutes les fréquences et toutes les directions.

En comparant la distribution de l'énergie dans un certain secteur du spectre d'une étoile avec les courbes de Planck, on établit la *température de couleur*. C'est le nom qu'on donne à la température du corps noir dont la distribution relative de l'énergie dans une certaine plage du spectre est la même que celle de l'étoile.

En astrophysique on utilise également la notion de *température de brillance*, celle d'un corps noir qui pour la fréquence (longueur d'onde) donnée émet par unité de surface la même quantité d'énergie que le corps envisagé. La détermination de la température des étoiles est décrite plus en détail dans le chapitre XII.

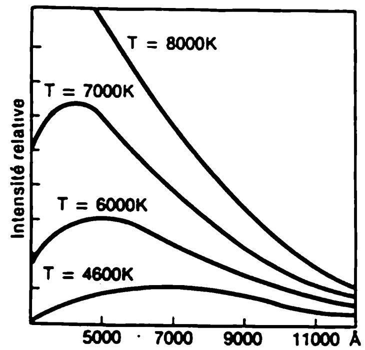


Fig. 98. Relation entre l'intensité du rayonnement du corps noir et la longueur d'onde pour quelques valeurs de la température

§ 86. Eléments de la théorie des spectres atomiques

En vertu des postulats de Bohr, dans un atome un électron peut reposer sur l'un des niveaux énergétiques. Dans un atome d'hydrogène auquel nous bornerons notre examen, l'énergie des niveaux qui correspondent aux nombres quantiques principaux $n = 1, 2, 3, \ldots$ est déterminée par l'expression

$$W_n = -\frac{13.5}{n^2}\ \text{eV}. \tag{9.13}$$

La collision d'un atome avec une autre particule ou avec un quantum assez dur peut *exciter* ou *ioniser* l'atome, c'est-à-dire faire passer l'électron à un niveau supérieur ou à l'état libre. On sait que l'énergie $\varepsilon_{1n} = |W_1| - |W_n|$ nécessaire pour la transition de l'électron du niveau $i = 1$ au niveau n, s'appelle *potentiel d'excitation* de l'atome d'hydrogène, alors que l'énergie $\chi = |W_n|$, nécessaire pour détacher l'électron du niveau n, *potentiel d'ionisation à partir du niveau n*. En particulier, le potentiel d'excitation du deuxième niveau ($n = 2$) d'un atome d'hydrogène $\varepsilon_{12} = 10{,}12$ eV, et le potentiel d'ionisation à partir du premier niveau ($n = 1$), $\chi_1 = 13{,}5$ eV.

Il est clair que l'énergie du quantum ionisant $\varepsilon = h\nu$ peut être sensiblement plus grande que le potentiel d'ionisation χ_n. Dans ce cas l'électron détaché de l'atome se déplace à la vitesse v, dont la

valeur se calcule d'après l'*équation photoélectrique*

$$h\nu = \chi_n + \frac{mv^2}{2}. \tag{9.14}$$

La théorie enseigne que la durée moyenne de la présence de l'électron au niveau k (à l'état excité) $t_k \simeq 8{,}4\cdot10^{-11}k^5$s. En particulier, pour $k = 2$, on a $t_2 = 2{,}7\cdot10^{-9}$ s.

Le temps d'existence de l'atome à l'état ionisé t_p est défini par la concentration des électrons libres n_e et la température du plasma T:

$$t_p \approx \frac{2{,}5\cdot10^{12}}{n_e}\left(\frac{T}{10^4}\right)^{1/2}. \tag{9.15}$$

Dans les conditions astrophysiques typiques, si $T \simeq 10\,000$ K et $n_e = 10^{14}\text{cm}^{-3}$, on a $t_p \simeq 0{,}025$ s.

Pour la transition de l'électron du niveau $k > n$ au niveau n donné l'énergie ε_{nk} est libérée sous la forme d'un quantum de lumière dont la longueur d'onde pour l'hydrogène se trouve d'après la formule

$$\frac{1}{\lambda_{nk}} = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right)\frac{1}{912\text{Å}}. \tag{9.16}$$

Le même rayonnement de nombreux atomes produit une *raie d'émission spectrale*. Les transitions de tous les niveaux supérieurs au niveau n donné forment la *série* des raies d'émission spectrales. Pour l'hydrogène avec $n = 1$ c'est la *série principale* ou *série de Lyman*, qui se trouve dans le domaine ultraviolet lointain du spectre. Dans cette série à la transition du deuxième niveau au premier correspond la raie L_α à longueur d'onde $\lambda = 1216$ Å. Dans la gamme visible du spectre se situent les raies de la *série de Balmer*, la raie rouge H_α ($\lambda = 6365$ Å, transition $3 \to 2$), la raie bleue H_β ($\lambda = 4861$ Å, transition $4 \to 2$) et deux raies violettes: H_γ ($\lambda = 4340$ Å, transitions $5 \to 2$) et H_δ ($\lambda = 4102$ Å, transition $6 \to 2$), les autres raies de cette série se trouvant dans l'ultraviolet. Les transitions de tous les niveaux supérieurs aux troisième et quatrième niveaux donnent dans la plage infrarouge du spectre les *séries* respectivement *de Paschen* et de *Brackett*.

La transition de l'électron de l'état libre (du niveau $k = \infty$) au niveau n correspond aux *recombinaisons* qui donnent lieu au rayonnement à spectre continu ou *continuum*. Le continuum de Balmer ($n = 2$) est limité par les longueurs d'onde $\lambda \leqslant 3646$ Å, celui de Lyman, par $\lambda \leqslant 912$ Å. Dans chaque cas concret d'après l'équation photoélectrique (9.14) la fréquence ν du quantum émis est déterminée par la vitesse v de l'électron libre.

Un atome d'hydrogène à l'état fondamental peut émettre un quantum de fréquence $\nu = 1420{,}4$ MHz ($\lambda = 21{,}11$ cm), résultat de la réorientation des spins du proton et de l'électron, c'est-à-dire du

passage de l'état A (« spins parallèles ») à l'état B (« spins antiparallèles »). La durée de l'état A d'un atome est d'environ 11 millions d'années. Un tel rayonnement devient possible si l'intervalle de temps entre deux collisions des atomes est supérieur à 11 millions d'années. Quant à la transition inverse de l'atome de l'état B en état A, elle se réalise par la collision avec une autre particule qui lui communique une énergie de $\varepsilon \simeq 6 \cdot 10^{-6}$ eV. L'observation de ce rayonnement radio a joué un rôle notable dans l'étude de la structure de la Galaxie (§ 153).

L'émission de l'énergie par les atomes par suite des transitions des électrons d'un niveau énergétique à l'autre (transitions liées-liées) et des recombinaisons (transitions libres-liées) sont deux composantes du *rayonnement thermique* du gaz porté à la température T. Un tel gaz est encore le siège des *processus de freinage* (transitions libres-libres des électrons dans le champ coulombien des noyaux atomiques), lorsqu'on observe l'émission des quanta des fréquences quelconques. Tous ces processus dans leur ensemble déterminent le caractère des spectres des étoiles et de certains autres corps célestes. Mais ce qui importe là c'est que la température des couches superficielles d'une étoile est plus basse que celle des couches profondes et le rayonnement engendré au sein des étoiles doit sur sa trajectoire traverser des couches de gaz plus froides ; conformément à la loi de Kirchhoff ce gaz absorbe le rayonnement des longueurs d'onde qu'il est capable d'émettre lui-même. Il en résulte le *spectre d'absorption* constitué de raies ou de bandes spectrales sur le fond d'un spectre continu. Leur étude rend possible l'établissement de la composition chimique et de l'état physique du corps émettant la lumière.

§ 87. Lois des gaz

Pour l'étude des étoiles et des nébuleuses on recourt aux lois de la physique qui décrivent l'état de la matière sous la forme de gaz, c'est-à-dire à l'équation d'état, l'équation de Maxwell, etc.

Equation d'état. La pression P, la température T et la densite ρ d'un gaz parfait sont liées par l'*équation d'état* (équation de Clapeyron-Mendéléev) :

$$P = \frac{R}{\mu} \rho T = nkT. \tag{9.17}$$

Ici R est la constante universelle des gaz ; μ, la masse moléculaire relative; n, le nombre de particules dans une unité de volume (1 cm³) et k, la constante de Boltzmann. Les particules peuvent être des molécules, des atomes, ou un mélange d'ions et d'électrons. Si le gaz se compose d'atomes d'hydrogène neutres, $\mu = 1$; pour l'hydrogène moléculaire, $\mu = 2$; pour l'hydrogène complètement ionisé $\mu = 1/2$, du fait que le calcul du nombre de particules révèle l'équi-

valence des électrons et des protons. D'une façon analogue, pour l'hélium neutre $\mu = 4$, et pour l'hélium complètement ionisé, $\mu = 4/3$, puisque dans ce cas chaque atome d'hélium donne trois particules. La masse moléculaire relative de tout élément lourd complètement ionisé est proche de deux ($\mu = 2$). Si par x, y et z on désigne respectivement les parts pondérales d'hydrogène, d'hélium et d'autres éléments chimiques dans leur mélange, alors dans le cas d'une ionisation totale des atomes la masse moléculaire relative du mélange

$$\mu = \frac{4}{8x + 3y + 2z} \,. \tag{9.18}$$

Distribution des particules suivant les vitesses. A l'état d'équilibre statistique les particules de gaz à la température T se déplacent d'après la formule de Maxwell à des vitesses différentes, depuis la vitesse nulle jusqu'à ses valeurs les plus grandes, celle du plus grand nombre de particules étant

$$v_* = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \,, \tag{9.19}$$

appelée *vitesse la plus probable*. La masse de la particule $m = \mu m_{\rm H}$, où $m_{\rm H}$ est la masse d'un atome d'hydrogène. Pour $\mu = 1$ et $T = 6000$ K la vitesse $v_* = 10$ km/s.

La distribution statistique de Maxwell est établie d'après les collisions des particules dont le libre parcours

$$l_* \simeq \frac{1}{n\sigma_*} \,,$$

où σ_* est la section de la particule (section efficace de l'interaction de deux particules). Le temps de parcours de la particule entre les collisions

$$t_{\rm c} \simeq \frac{l_*}{v_*} \simeq \frac{1}{nv_*\sigma_*} \,.$$

En particulier, dans les conditions de la photosphère solaire $n \approx 10^{16}$ cm^{-3} et $T \approx 6000$ K ; $l_* \approx 1$ cm et $t_* \approx 10^{-6}$ s ; dans les conditions du milieu interstellaire $n \simeq 1$ cm^{-3} et $T \simeq 60$ K ; $l_* \simeq 10^{16}$ cm et $t_{\rm m} \simeq 30\,000$ ans.

Formule de Boltzmann. Dans les atmosphères stellaires tout au cours de nombreux millions d'années se maintient un état stable défini entre la quantité des atomes excités et ionisés. Chaque unité de temps un nombre défini d'atomes subit l'ionisation et l'excitation à des niveaux supérieurs, alors qu'autant d'électrons en ce même temps recombinent pour passer de ces niveaux aux niveaux inférieurs. Un tel état stable qui se prête à l'analyse par les méthodes de la physique statistique s'appelle *équilibre dynamique*. La quantité d'électrons qui se trouvent au n-ième niveau est donnée par la *formule de Boltz-*

mann. Dans le cas le plus simple de l'atome d'hydrogène cette formule s'écrit

$$\frac{N_n}{N_1}=n^2e^{-\frac{\varepsilon_{1n}}{kT}}. \tag{9.20}$$

Ici N_1 est le nombre d'atomes au premier niveau, niveau fondamental. En particulier, pour la température $T = 6000$ K, typique pour les couches extérieures du Soleil (§ 96); on a $: N_2 = 4\cdot 10^{-9} N_1$, c'est-à-dire l'hydrogène se trouve presque complètement à l'état fondamental.

La quantité des atomes ionisés est déterminée par la température et la concentration des électrons. Une grande concentration des électrons accroît la probabilité de la capture des électrons par les ions, ce qui entraîne la diminution du nombre d'atomes ionisés.

En astrophysique il est d'usage de désigner les atomes neutres par le chiffre romain I, les atomes une fois ionisés, par le chiffre II, etc. Par exemple, H I est la notation de l'hydrogène neutre; H II, de l'hydrogène ionisé; Fe XXIV, de l'atome de fer qui a perdu 23 électrons.

La température qui figure dans la formule (9.19) s'appelle *température cinétique* des particules (T_c), et si par particules on entend les électrons, on dit alors *température électronique* (T_e). La température qui figure dans l'équation de Boltzmann s'appelle *température d'excitation* (T_{ex}). Dans chacune de ces équations la température figure comme paramètre à définir d'après les observations. L'état tel que $T_c = T_{ex} = T$ s'appelle *équilibre thermodynamique*.

§ 88. Effets Doppler, Zeeman et Stark

Il est fréquent en astrophysique qu'on observe l'*effet Doppler*: si la source de lumière se déplace suivant le rayon visuel de l'observateur à la vitesse v_r, appelée *vitesse radiale*, au lieu de la longueur d'onde λ_0 émise par la source, l'observateur enregistre l'onde de longueur λ telle que

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}=\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda_0}=\frac{v_r}{c}. \tag{9.21}$$

La vitesse radiale v_r est positive lorsque la source de lumière s'éloigne de l'observateur ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 > 0$) et négative lorsqu'elle s'en approche ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 < 0$).

L'analyse des mouvements internes de la matière dans la source de lumière doit également tenir compte de l'effet Doppler.

En étudiant le spectre d'un corps céleste on peut établir si ce corps possède un champ magnétique et électrique. On sait que si un atome se trouve dans un champ magnétique homogène d'intensité H, la raie spectrale qu'il émet de longueur d'onde λ se sépare en plusieurs composantes, dans le cas le plus simple en raies $\lambda - \Delta\lambda$,

λ et $\lambda + \Delta\lambda$. Ce phénomène de décomposition des raies spectrales dans le champ magnétique s'appelle *effet Zeeman*. La distance entre les composantes polarisées extrêmes

$$2\Delta\lambda = 9{,}4 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 H; \tag{9.22}$$

ici λ est exprimée en Å; l'intensité du champ magnétique H en œrsteds et g est le coefficient (*facteur Landé*) qui se calcule séparément pour chaque raie spectrale. Les observations de l'effet Zeeman ont permis de mesurer les champs magnétiques du Soleil et de nombreuses étoiles.

L'*effet Stark* se manifeste par la décomposition et le déplacement des niveaux d'énergie des atomes et des molécules sous l'action du champ électrique. Dans les atmosphères stellaires cet effet apparaît en particulier lorsque les particules chargées passent près d'un atome absorbant ou émettant. La mesure de l'élargissement des raies spectrales conditionné par l'effet Stark permet d'évaluer la concentration des particules chargées dans les atmosphères stellaires.

§ 89. Eléments de l'analyse spectrale

Dans les spectres de la majorité écrasante des étoiles on observe des raies d'absorption sur un fond continu (fig. 99). L'intensité du

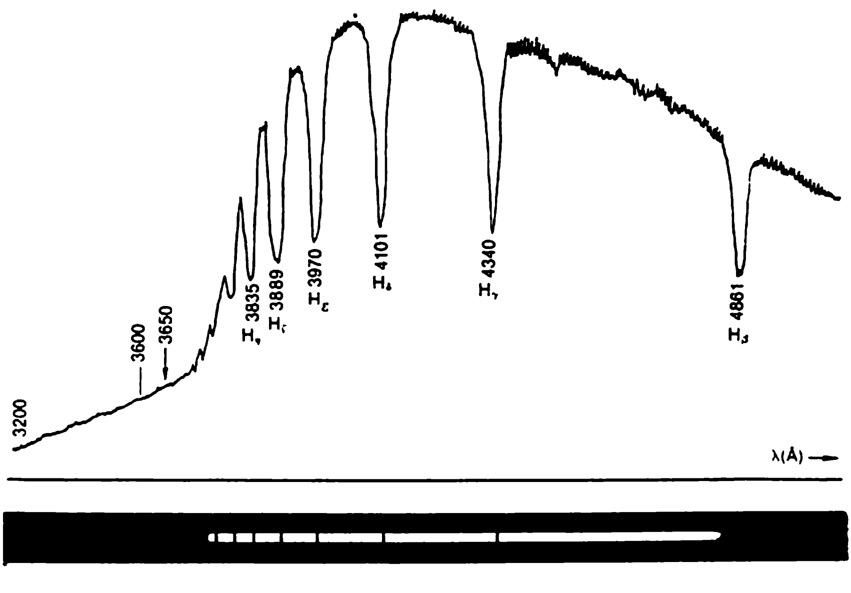


Fig. 99. Enregistrement et photographie du spectre de l'étoile ξ_1 Baleine. Sur le fond du spectre continu on voit les raies d'absorption (série de Balmer H_β, H_γ, H_δ, . . .)

rayonnement dans les raies d'absorption est plus faible que dans les zones voisines du spectre continu. La figure 100 schématise le *profil d'une telle raie.* Celle-ci est caractérisée par la *largeur* $\Delta\lambda$, la *position du centre de la raie* λ_0 et l'*intensité du rayonnement* I (λ_0) *au centre de la raie.* Les parties extérieures du profil de la raie s'appellent *ailes.*

Il est d'usage de dire que les raies d'absorption résultent de l'absorption dans l'atmosphère stellaire de l'énergie radiante par les atomes. Pourtant, la comparaison de la théorie aux observations conduit à la conclusion que dans la plupart des cas ceci est dû à la *diffusion* de l'énergie radiante. Le quantum qui vient « d'en bas », des couches plus profondes de l'atmosphère, est absorbé par l'atome et d'emblée subit la réémission en un temps caractéristique t_k (§ 86). Mais avant d'être absorbé, le quantum se déplaçait dans la direction de l'observateur, alors qu'après l'absorption il se déplace dans une direction arbitraire, à peu près, pour 50 % des cas, dans la direction opposée. Il en résulte l'affaiblissement de l'intensité du rayonnement issu et la formation de la raie d'absorption. La mesure de l'intensité des raies permet de déterminer la concentration des atomes absorbants.

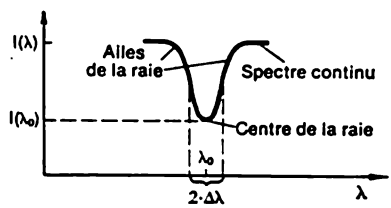


Fig. 100. Profil de la raie d'absorption

La largeur des raies spectrales est fonction des conditions physiques des atmosphères stellaires. Si t est le temps moyen de l'existence de l'atome à l'état énergétique donné, alors, en vertu de la relation d'incertitude $\Delta E \cdot t \geqslant h$, plus ce temps est court, plus l'étalement du niveau donné ΔE est grand. Ceci fait qu'un atome peut absorber non seulement le rayonnement de longueur d'onde λ_0, mais encore celui relatif aux zones voisines du spectre délimitées par $\lambda_0 - \Delta\lambda$ et $\lambda_0 + \Delta\lambda$ $\left(\text{ici } \Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{c}\frac{1}{t}\right)$. Dans le cas d'un gaz raréfié, lorsque les atomes ne réagissent pratiquement pas entre eux, $t = t_k \simeq 10^{-8} - 10^{-9}$s (cf. § 86) et la largeur des raies spectrales dans la plage optique $\Delta\lambda \simeq 0{,}0001$ Å. Les observations montrent que les largeurs réelles des raies sont des milliers de fois plus grandes.

L'un des effets qui entraîne l'élargissement des raies est l'effet d'élargissement des niveaux d'énergie par suite de l'interaction des atomes les uns avec les autres et avec les électrons libres. Lorsque la densité de la matière est élevée les collisions des atomes sont fréquentes et la durée de vie des atomes aux états excités est déterminée par le temps entre deux collisions $t = t_c$. Dans ces conditions la largeur de la raie $\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{c}\frac{1}{t_c}$. Puisque t_c dépend de la densité (cf.

§ 87), la mesure de la largeur d'une raie permet de déterminer la densité de la matière. Cet effet est particulièrement marquant pour les étoiles à atmosphères denses.

L'effet le plus important que provoque l'élargissement marquant des raies est celui de l'*agitation thermique* des atomes. Il s'explique de la façon suivante. Un flux de quanta de toutes les longueurs d'onde, y compris de longueur d'onde λ_0 qui correspond à la transition de l'état i à l'état k d'un atome défini, est dirigé de l'étoile vers l'observateur. Pourtant, dans leur voie ces quanta doivent passer par l'atmosphère stellaire, couche de gaz relativement froide, où les atomes se déplacent d'un mouvement désordonné à des vitesses différentes conformément à la distribution de Maxwell. Si un atome se déplace à la vitesse v vers l'observateur (dans la direction du flux des quanta), l'effet Doppler (cf. § 88) fait que lors de la transition de l'électron du i-ième au k-ième niveau a lieu l'absorption d'un quantum d'énergie de longueur d'onde $\lambda = \lambda_0 + \frac{v}{c}\lambda_0$. Mais si l'atome se déplace dans la direction opposée à l'observateur, le quantum absorbé est de longueur d'onde $\lambda = \lambda_0 - \frac{v}{c}\lambda_0$. Le quantum de longueur d'onde λ_0 n'est absorbé que par les atomes qui à l'instant donné sont fixes ou se déplacent perpendiculairement au flux des quanta.

Au sein d'une étoile l'absorption du rayonnement estdéterminée par l'ensemble des atomes qui se déplacent à des vitesses différentes et dans différentes directions. Il en résulte la formation d'une large raie d'absorption. Les projections des vitesses du plus grand nombre d'atomes dans la direction des flux des quanta, sont comprises dans les limites $v_* \leqslant v \leqslant x_*$. Le déplacement qui correspond à la vitesse v_* détermine justement la largeur de la raie

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{c} v_* = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \qquad (9.23)$$

qui s'appelle *largeur dopplérienne* de la raie spectrale. En mesurant cette largeur on trouve d'après (9.23) la température cinétique du gaz dans l'atmosphère de l'étoile.

§ 90. Détermination de la composition chimique des atmosphères stellaires d'après le spectre des étoiles

L'étude de la composition chimique des atmosphères stellaires est fondée sur l'exploration poussée des profils des raies spectrales, qui rend possible l'évaluation du nombre d'atomes absorbants de l'élément donné portés à l'état n. Le nombre global de ces atomes se trouve en étudiant leurs raies à toutes les étapes d'ionisation. Les spectrogrammes des étoiles sont explorés en mesurant les profils des raies des atomes d'éléments chimiques différents; les données ainsi

obtenues sont comparées aux calculs théoriques pour établir la teneur des atmosphères stellaires en éléments correspondants.

Les résultats des recherches poursuivies pendant de nombreuses années relatives à la composition des atmosphères stellaires ont abouti à la conclusion importante que toutes les étoiles se composent de mêmes éléments chimiques. La part des éléments chimiques principaux que sont l'hydrogène et l'hélium atteint près de 99 % de la masse de la matière, celle des autres éléments ne faisant que 1 %. Il est opportun de rappeler que l'hélium qui est le deuxième élément suivant son abondance dans l'Univers, a été découvert d'abord en 1868 dans le spectre du Soleil et ce n'est que 27 ans plus tard (en 1895) qu'on l'a décelé sur la Terre. Les données sur la composition moyenne des atmosphères stellaires sont consignées dans le tableau 1.

Tableau 1

Abondance moyenne des éléments chimiques dans l'espace

Elément	Logarithme de l'abondance		Elément	Logarithme de l'abondance	
	en nombre d'atomes	en masse		en nombre d'atomes	en masse
Hydrogène	12,00	12,00	Silicium	7,52	8,97
Hélium	10,93	11,53	Fer	7,60	9,35
Litium	0,7	1,6	Etain	1,6	3,6
Carbone	8,52	9,60	Or	0,6	2,89
Azote	7,96	9,11	Plomb	1,78	4,10
Oxygène	8,82	10,02	Uranium	0,0	2,4

Ce qui vient d'être dit n'implique pas que toutes les étoiles ont strictement la même composition chimique. C'est tout le contraire: il s'est avéré que de nombreuses étoiles ont certains éléments en excès et d'autres en défaut. Cette diversité dans la composition chimique qui caractérise le passé des étoiles, est un témoignage des mécanismes compliqués et variés de la transformation de certains éléments en d'autres.

§ 91. Mécanismes de rayonnement non thermiques

Autrefois on supposait que le rayonnement observé des étoiles, des nébuleuses et des galaxies n'était l'effet que d'un mécanisme thermique, des transitions libres-libres et libres-liées des électrons dans le champ coulombien des noyaux atomiques (§ 86). Mais lorsqu'on a établi que la relation entre l'intensité et la fréquence dans la gamme des ondes radio de certains objets cosmiques $I(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$(pour $\alpha > 0$) ne satisfait pas aux formules de Planck (9.10) et de Rayleigh-Jeans

(9.11), il a fallu faire appel à des *formes de rayonnement non thermiques*.

Rayonnement synchrotron. C'est le rayonnement électromagnétique des électrons *relativistes* qui se déplacent dans des champs magnétiques *. En se déplaçant suivant les cercles ces électrons émettent de l'énergie dans un cône étroit dans la direction de leur vitesse instantanée. La vitesse angulaire de ces électrons étant grande, l'observateur enregistre un rayonnement continu dont l'intensité maximale revient à la fréquence

$$\nu = 1{,}4\cdot 10^6 H \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2,$$

où E est l'énergie de l'électron ; m, sa masse au repos.

D'après les observations dans l'espace cosmique la distibution en énergie des électrons relativistes peut être traduite par la fonction puissance

$$dn\,(E) = KE^{-\gamma}dE, \qquad (9.24)$$

où $dn\,(E)$ est le nombre d'électrons possédant l'énergie de E à $E + dE$, et K et γ sont des constantes. L'intensité du rayonnement global des électrons est liée à l'intensité H du champ magnétique et à la fréquence ν par la relation

$$I\,(\nu) = \mathrm{const}\cdot H^{\frac{\gamma+1}{2}}\nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \qquad (9.25)$$

La particularité caractéristique du rayonnement synchrotron est sa *polarisation*, le vecteur électrique du rayonnement étant perpendiculaire au champ magnétique.

Diffusion Compton des ondes électromagnétiques sur électrons relativistes. La collision d'un photon avec un électron peut donner lieu à l'échange d'énergie et d'impulsion. Ce processus porte le nom de *diffusion Compton*. Si dans ces conditions l'électron acquiert l'énergie et le photon en perd, on observe l'*effet Compton*. Si c'est le photon qui acquiert l'énergie en augmentant sa fréquence et l'électron en perd, le processus s'appelle *effet Compton inverse*.

Soit ν_0 la fréquence initiale du photon et E, l'énergie de l'électron relativiste. La théorie de la diffusion Compton entraîne que la fréquence du photon peut augmenter jusqu'à la valeur

$$\nu = 2\nu_0 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \gg \nu_0. \qquad (9.26)$$

Donc, si le corps céleste comporte des électrons relativistes et un rayonnement à basses fréquences, ce corps peut devenir source de rayonnement à haute fréquence produit dans le cas de la diffusion Comp-

* On dit relativistes pour les particules qui se déplacent à une vitesse proche de celle de la lumière.

ton. Les exemples des objets, où la diffusion Compton joue un rôle notable dans l'élaboration du rayonnement X de haute fréquence et du rayonnement gamma sont fournis par les sources de rayonnement radio synchrotron. Ils sont justement le siège, où sont présents des électrons relativistes et des quanta radio synchrotron. Si dans ces conditions la distribution de l'énergie des électrons relativistes est régie par la loi de puissance de la forme (9.24), l'intensité du rayonnement Compton, tout comme celle du rayonnement synchrotron, est de la forme $I(\nu) \backsim \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}$.

§ 92. Physique du plasma

On appelle *plasma* le gaz dont une part importante des atomes se trouvent à l'état ionisé. La matière dans les étoiles et l'espace interstellaire est un plasma. Si dans un gaz ordinaire les atomes et les molécules interagissent seulement sous un fort rapprochement, dans le plasma, la décroissance des forces coulombiennes avec la distance étant lente, l'interaction des particules se produit à de grandes distances et influe en permanence sur leur mouvement. La présence des charges libres fait que le plasma est un bon conducteur du courant électrique, il interagit donc efficacement avec les champs électrique et magnétique. Sa conductibilité étant élevée (résistance faible), dans le plasma cosmique les courants électriques et les champs magnétiques qui leur sont associés peuvent subsister sans s'amortir pendant de longs intervalles de temps. L'interaction du plasma avec le champ magnétique intervient en « gelant » le champ magnétique dans le plasma. Pour en donner une idée suggestive cet effet peut être décrit de la façon suivante : si à un instant quelconque des particules du plasma reposaient sur la ligne de force donnée du champ magnétique, par la suite, quels que soient les changements de la configuration de la ligne de force, ces particules y demeureront, et inversement, quel que soit le mouvement complexe des particules du plasma, la ligne de force donnée passera toujours par ces particules. Si l'énergie cinétique du plasma $\rho\frac{v^2}{2}$ dépasse l'énergie magnétique $\frac{H^2}{8\pi}$, la configuration du champ est déterminée par le mouvement du plasma : dans le cas contraire, c'est le champ magnétique qui détermine le mouvement du plasma.

Un plasma, tout comme un gaz ordinaire, peut être le siège d'excitation et de propagation des ondes sonores, dont la vitesse dépend de la température du plasma et de l'indice de l'adiabate γ:

$$v_s = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$$

Dans le plasma peuvent être excitées, outre des ondes sonores, les ondes électromagnétiques de différents types. En particulier, tout déplacement des électrons par rapport aux ions engendre de forts champs électriques qui tendent à remettre ces particules à l'état initial. Ceci fait que le plasma peut donner lieu à des oscillations des électrons que sont les ondes de plasma électroniques longitudinales dites *de Langmuir*, physicien qui a été le premier à les étudier. La fréquence de ces ondes s'écrit $\omega_e = \frac{4\pi n_e c^2}{m_c}$. S'il existe dans le plasma un champ magnétique d'intensité H, dans ce plasma peuvent être excitées des ondes liées aux oscillations du champ magnétique et du plasma. Ces ondes ont été étudiées par le physicien Alfvén et portent son nom. Les ondes d'Alfvén sont des ondes transversales qui se propagent le long du champ magnétique à la vitesse d'Alfvén $v_A = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}$.

Un plasma se distingue par la caractéristique particulière de rendre facile l'excitation des mouvements ondulatoires, les ondes de divers types peuvent se transformer les unes dans les autres. Si dans un plasma ou un gaz ordinaire la matière se déplace à la vitesse supérieure à celle du son, on observe l'apparition des ondes de choc. A la différence des ondes ordinaires, où les perturbations de la densité, de la température, de la pression et d'autres paramètres sont sensiblement inférieures à leur valeur dans le milieu ambiant, dans les ondes de choc ces perturbations peuvent dépasser sensiblement les valeurs des paramètres du milieu. C est ce qui fait que dans les ondes de choc l'énergie mécanique du mouvement supersonore de la matière se transforme rapidement en chaleur et en d'autres formes d'énergie.

CHAPITRE X

PHYSIQUE DU SOLEIL

§ 93. Caractéristiques principales du Soleil

Dans les rayons visuels le Soleil se présente comme un disque parfait à bord bien net (fig. 101). Sa brillance diminue faiblement du centre vers la périphérie, effet qui a reçu le nom d'*assombrissement vers le bord*, manifeste surtout dans l'ultraviolet. Aux télescopes et sur les photographies du Soleil se distinguent à sa surface des *taches* sombres et leurs *groupes*, ainsi que de petites formations analogues aux grains, les *granules*, d'une dimension inférieure à 10″, qui couvrent toute la surface. La surface visible du Soleil s'appelle *photosphère*.

Pendant les éclipses totales, lorsque la Lune couvre le disque solaire tout entier, le rayonnement de la photosphère disparaît, autour du disque s'observe une auréole rose étroite d'une épaisseur de quelques dizaines de secondes angulaires: la *chromosphère*, et la région étendue sur quelques rayons du Soleil, faiblement lumineuse d'une couleur argentée et de perle: la *couronne*. La brillance totale de la chromosphère est des centaines, et de la couronne, des millions

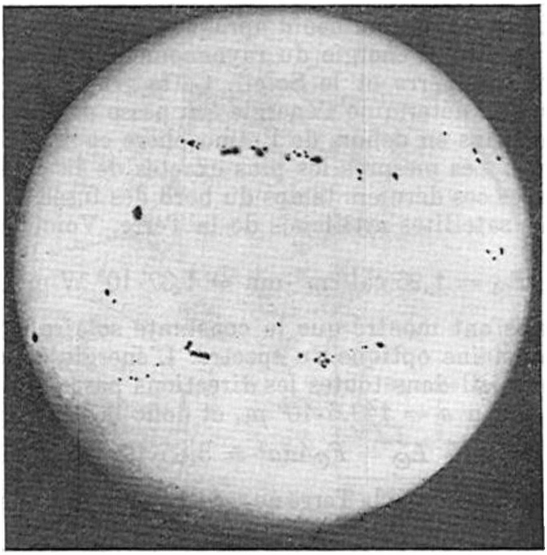


Fig. 101. Photographie du Soleil dans les rayons visuels

de fois plus faible que celui de la photosphère. C'est la raison pour laquelle on ne les discerne pas en l'absence des éclipses, leur rayonnement étant dominé par celui de la photosphère. La chromosphère et la couronne constituent ce qu'on appelle ordinairement *atmosphère* du Soleil.

Les dimensions angulaires et linéaires du Soleil sont déterminées d'après la photosphère. A la distance moyenne de la Terre au Soleil $a = 149{,}6 \cdot 10^6$ km le rayon angulaire du disque solaire vaut à peu près 16′ et, par suite, le rayon linéaire du Soleil $R_\odot = 696\,000$ km, c'est-à-dire il est 109 fois plus grand que le rayon terrestre, étant presque deux fois supérieur à l'obrite lunaire.

La masse du Soleil calculée d'après la troisième loi de Kepler est de 330 000 fois plus grande que celle de la Terre et vaut $\mathfrak{M} = 2 \cdot 10^{30}$ kg. Le Soleil contient 99,87 % de la masse du Système solaire dans son ensemble. La densité moyenne du Soleil $\rho_\odot =$

$= 1{,}41$ g/cm³, ce qui est de 4 fois inférieur à la densité moyenne de la Terre.

A la surface solaire l'accélération de la pesanteur $g_\odot = \frac{G\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot^2} =$ $= 274$ m/s², étant 28 fois plus grande qu'à la surface de la Terre; la vitesse parabolique est $v_p = \sqrt{\frac{2G\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot}} = 618$ km/s.

L'une des caractéristiques les plus importantes du Soleil est sa luminosité. Elle est déterminée d'après les observations de la densité intégrale du flux d'énergie du rayonnement solaire à la distance moyenne entre la Terre et le Soleil. Cette grandeur s appelle *constante solaire*, elle détermine l'énergie qui passe par une aire unitaire par unité de temps en dehors de l'atmosphère et se mesure en W/m² ou cal/cm²·mn. Les mesures les plus exactes de la constante solaire ont été réalisées ces derniers temps du bord des fusées d'altitude, des ballons et des satellites artificiels de la Terre. Voici la valeur ainsi obtenue:

$$F_\odot = 1{,}96 \text{ cal/cm}^2\cdot\text{mn} = 1{,}37\cdot 10^3 \text{ W/m}^2.$$

Les mesures ont montré que la constante solaire est définie surtout par le domaine optique du spectre. L'énergie émise chaque seconde par le Soleil dans toutes les directions passe par la surface de la sphère de rayon $a = 149{,}6\cdot 10^9$ m, et donc la luminosité du Soleil

$$L_\odot = F_\odot 4\pi a^2 = 3{,}85\cdot 10^{26} \text{ W}.$$

On calcule sans peine que la Terre ne reçoit que $5\cdot 10^{-10}$ de toute l'énergie émise par le Soleil.

En connaissant la luminosité du Soleil, on calcule aisément la quantité d'énergie rayonnée par une unité de sa surface par seconde:

$$\varepsilon_\odot = \frac{L_\odot}{4\pi R_\odot^2} = \frac{F_\odot}{\theta_\odot^2} = 6{,}3\cdot 10^7 \text{ W/m}^2,$$

où $\theta_\odot = \frac{R_\odot}{a}$ est le rayon angulaire du Soleil exprimé en radians visible à partir de la Terre. En admettant que le Soleil émet comme un corps noir, il n'est pas difficile de calculer d'après la loi de Stefan-Boltzmann (9.9) la température de sa surface. La température T_e déterminée de cette façon est dite *efficace*; pour le Soleil

$$T_e = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_\odot}{\sigma}} = 5785 \text{ K}. \tag{10.1}$$

Les observations systématiques des taches à la surface solaire montrent qu'elles se déplacent toutes du bord oriental vers le bord occidental, ce qui prouve la rotation du Soleil sur son axe dans le sens du mouvement des planètes autour de lui, c'est-à-dire dans le

sens contraire à l'horloge (si on regarde du côté du pôle céleste Nord). Le plan de l'équateur solaire est incliné au plan de l'écliptique sous un angle de 7°15′.

Le Soleil ne tourne pas comme un corps solide; à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur sa vitesse angulaire ω diminue (fig. 102). C'est ce qu'on appelle la rotation *différentielle* ou *zonale*. D'après

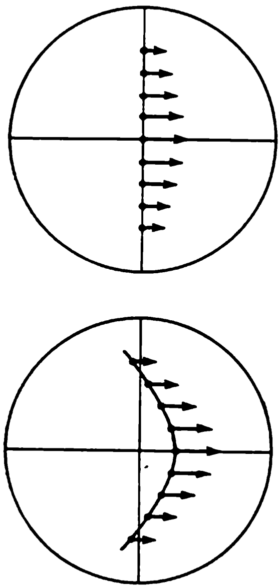


Fig. 102. Schéma de la rotation du Soleil. En haut, les taches longeant le méridien central; en bas, leur position après un tour de Soleil

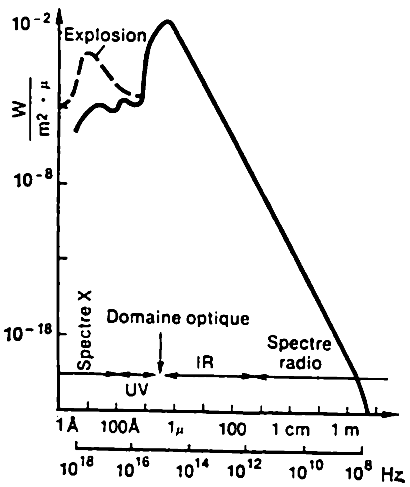


Fig. 103. Distribution de l'énergie dans le spectre du Soleil. La ligne interrompue visualise le renforcement du rayonnement solaire pendant un sursaut; UV, domaine ultraviolet et IR, domaine infrarouge du spectre

les observations de nombreux milliers de taches on a trouvé que $\omega = 14°,4 - 2°,7 \sin^2 b$, où b est la distance angulaire de l'équateur ou la latitude *héliographique*. La période de rotation du Soleil varie de 25 jours à l'équateur à 30 jours au voisinage des pôles. La vitesse linéaire de la rotation à l'équateur est proche de 2 km/s.

§ 94. Distribution de l'énergie dans le spectre et composition chimique du Soleil

La distribution de l'énergie dans le spectre du Soleil est étudiée dans le domaine depuis les ondes radio jusqu'aux ondes gamma (fig. 103). Dans le domaine optique le spectre est constitué d'un fond co-

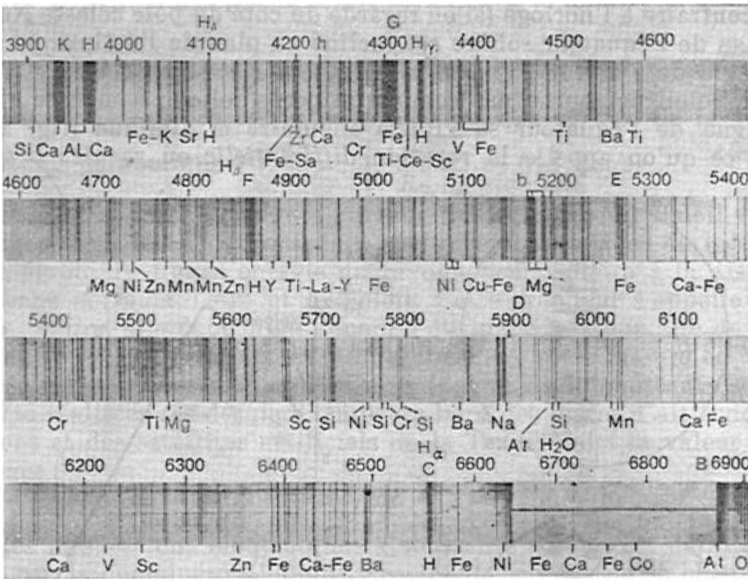


Fig. 104. Spectre de Fraunhofer du rayonnement solaire

loré brillant (rayonnement continu) coupé par un grand nombre (plus de 10 000) de raies d'absorption étroites et sombres portant le nom de l'opticien allemand *Fraunhofer* (1787-1826) qui les a observées le premier en 1814 et qui a désigné les plus nettes d'entre elles par des lettres latines (fig. 104).

La figure 105 traduit la distribution spectrale du rayonnement continu émis par une unité de surface solaire $\varepsilon_\odot(\lambda)$. Trois lignes en pointillé représentent la distribution théorique du rayonnement des corps noirs de mêmes dimensions que le Soleil à températures respectivement de 5500, 6000 et 6500 K. On voit que dans la partie verte du spectre avec $\lambda \simeq 5000$ Å la température de couleur du Soleil dépasse 6150 K, et dans le rouge et le violet elle est proche de 5800 K. Si pour évaluer la température on utilise la loi du déplacement de Wien (9.12), alors pour $\lambda_{max} = 4700$ Å on obtient $T = 6150$ K, ce qui est comparable à la température de couleur pour $\lambda \simeq 5000$ Å. Dans les spectres ultraviolet et X l'intensité du spectre continu du Soleil diminue brusquement et les raies de Fraunhofer sombres sont remplacées par des milliers de raies d'émission. Dans l'ultraviolet à $\lambda = 1000$ Å la température de brillance du rayonnement est égale à 4500 K, et dans le domaine radio à $\lambda = 1$ m, à 10^6 K. Ces différences dans les valeurs de la température indiquent que le rayonne-

ment du Soleil est émis non seulement par la photosphère, mais aussi par d'autres couches de son atmosphère à température et à conditions physiques différentes.

La plus grande partie du rayonnement continu optique et infrarouge est due à la photosphère, dont la température moyenne est proche de la température efficace $T_e = 5800$ K. Les zones froides à

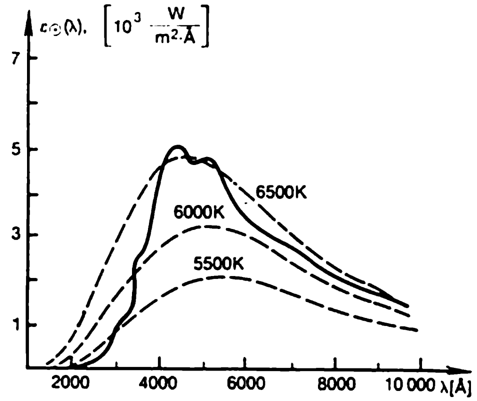


Fig. 105. Distribution de l'énergie dans le spectre continu du rayonnement optique du Soleil (courbe continue) et rayonnement du corps noir, à températures différentes (traits interrompus)

température de 4500 K environ correspondent aux couches inférieures de la chromosphère et le rayonnement radio, tout comme le plus gros du rayonnement X, provient de la couronne dont la température moyenne est d'environ 10^6 K.

Actuellement dans le spectre solaire on a identifié les raies de 72 éléments du tableau de Mendéléev. Dans le domaine optique les plus intenses sont les raies désignées par Fraunhofer par les lettres H et K et qui appartiennent au calcium ionisé (CaII). La deuxième place en intensité revient aux raies H_α, H_β et H_γ de la série de Balmer de l'hydrogène, puis viennent les raies des atomes neutres des métaux de sodium, magnésium, fer et titane.

Dans l'ultraviolet lointain on a enregistré la plupart des raies d'émission du fer aux états d'ionisation élevés (FeX à FeXIV), ainsi que les raies d'autres éléments très ionisés. La raie la plus intense du rayonnement dans l'ultraviolet est celle de l'hydrogène L_α (Lyman α).

L'analyse de l'intensité des raies spectrales a montré qu'environ 80 % de la masse du Soleil est composée d'hydrogène, près de 20 %, d'hélium et moins de 1 % d'autres éléments chimiques (lourds).

§ 95. Photosphère

Au § 85 nous avons montré que la propriété d'une couche de matière de laisser passer la lumière est définie par l'épaisseur optique τ. La couche à $\tau > 1$ est pratiquement opaque au rayonnement. On en tire que le rayonnement optique continu du Soleil se forme dans ses couches extérieures, où $\tau \leqslant 1$. C'est précisément cette couche qui a reçu le nom de photosphère. Pour la frontière inférieure de la photosphère on prend la couche de matière où $\tau \simeq 1$. Ordinairement, on considère que la surface visible du Soleil est celle de la partie inférieure de l'atmosphère solaire. Les observations du bord du disque solaire montrent que la chute brusque de la brillance de la photosphère a lieu dans la couche d'une épaisseur inférieure à 0″,5, ce qui correspond aux dimensions linéaires de 300 km.

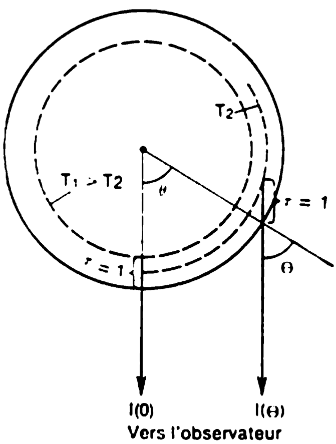


Fig. 106. Explication de l'assombrissement du disque solaire vers le bord

L'effet d'assombrissement vers le bord indique que la température de la photosphère croît avec la profondeur. La figure 106 est une illustration qualitative de cette conclusion. Aussi bien au bord ($\theta \neq 0$) qu'au centre ($\theta = 0$) du disque le rayonnement continu issu du Soleil se forme à des profondeurs optiques qui correspondent à $\tau = 1$, mais au bord du disque $\tau = 1$ dans les couches extérieures plus froides, alors qu'au centre c'est le cas des couches plus profondes et chaudes du Soleil. L'intensité du rayonnement émis par les couches plus chaudes étant plus élevée, $I(\theta) < I(0)$. C'est pour cette raison qu'au bord le disque solaire semble plus sombre qu'au centre.

D'une façon analogue s'explique la différence de températures de couleur mesurées dans les parties du spectre différents. En effet, le coefficient d'absorption continue dépend de la longueur d'onde; donc, dans les gammes des longueurs d'onde pour lesquelles ce coefficient est plus petit, le rayonnement provient des couches plus profondes et plus chaudes de la photosphère, et là où il est plus grand, c'est le contraire, le rayonnement est fourni par les couches extérieures plus froides. L'apport principal au rayonnement issu de la photosphère est dû aux ions négatifs d'hydrogène H^- (atome d'hydrogène ayant capturé encore un électron).

Une information plus nourrie peut être fournie par l'observation des raies de Fraunhofer. Il en est ainsi du fait que le coefficient d'ab-

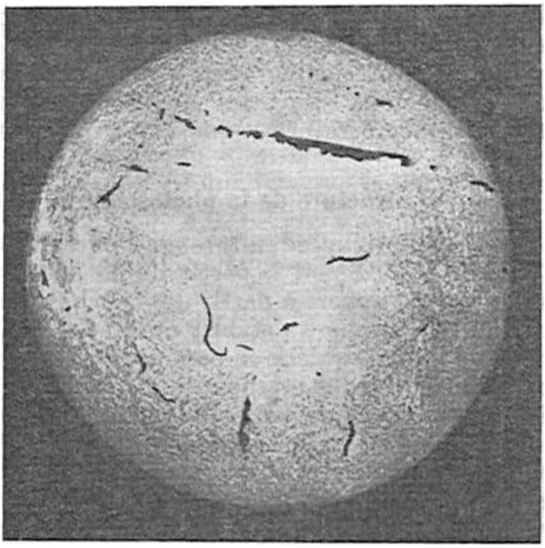


Fig. 107. Spectrohéliogramme dans les rayons H_α. On voit bien les régions brillantes qui entourent les taches ou facules chromosphériques; le réseau des granules brillants est constitué par les flocculi et les fibres sombres qui sont des protubérances se projetant sur le disque solaire

sorption dans les raies atomiques est sensiblement supérieur à celui de l'absorption dans le spectre continu. Ceci fait que le rayonnement dans les raies spectrales se forme dans des couches plus froides reposant plus haut dans la photosphère, alors que le rayonnement continu de ce même point du spectre, dans les couches chaudes plus profondes.

La distribution de l'intensité suivant le profil de la raie peut nous informer sur la distribution de la température avec la profondeur. Ainsi, le centre de la raie, où le coefficient d'absorption est maximal, correspond aux couches plus extérieures de la photosphère et à la chromosphère que les ailes des raies, où le coefficient d'absorption diminue progressivement avec l'éloignement du centre de la raie.

Ceci est à la base de la *méthode des spectrohéliogrammes*, largement appliquée en astronomie pour l'obtention des photographies du Soleil à travers des filtres de lumière dans une quelconque raie spectrale. La figure 107 représente le spectrohéliogramme du Soleil dans la raie H_α. On y voit mieux que sur la figure 101 la structure fine de la surface solaire. Au centre de la raie H_α le coefficient d'absorption est si grand, qu'on discerne déjà les couches inférieures de la chro-

mosphère, alors que dans les ailes des raies on ne voit que les différentes couches de la photosphère.

Le traitement des spectrohéliogrammes obtenus dans les diverses longueurs d'onde permet de suivre les modifications en profondeur non seulement de la température, mais aussi d'autres paramètres physiques.

§ 96. Structure de la photosphère

Dans les domaines optique et infrarouge l'énergie sous la forme de rayonnement quitte le Soleil à partir de la photosphère. Cette perte est équilibrée par l'apport à partir des couches plus profondes, c'est-à-dire dans la photosphère s'établit un état stable: elle reçoit exactement autant d'énergie qu'elle en perd par rayonnement. L'énergie des couches plus profondes et chaudes de la photosphère transmise à l'extérieur par transfert radiatif résulte des processus d'absorption et de rayonnement de l'énergie. Le rôle principal incombe à cet effet aux ions négatifs d'hydrogène. C'est ce qui détermine l'état chaud de la photosphère. La pression du gaz porté à une température élevée est également élevée, et cette pression s'oppose à l'action comprimante de la pesanteur ; il s'établit dans la photosphère l'équilibre hydrostatique. En utilisant la condition de l'équilibre hydrostatique (§ 130) et en résolvant l'équation du transfert radiatif (9.7) on peut calculer les paramètres essentiels de la photosphère et leurs variations avec la profondeur. Notons, que les hauteurs géométriques dans l'atmosphère solaire se comptent d'après l'usage à partir du niveau où l'épaisseur optique dans la longueur d'onde $\lambda = 5000$ Å est égale à l'unité ($\tau_{5000} = 1$). Toutes les mesures du rayon solaire, des hauteurs des couches extérieures de l'atmosphère se font par rapport à ce niveau. Les résultats principaux de ces calculs sont réunis par le tableau 2. D'après ce dernier, dès les hauteurs de 200 km environ la pression et la densité diminuent de *e* fois.

Tableau 2

Distribution des paramètres physiques dans l'atmosphère du Soleil

Profondeur optique (pour 5000 Å)	Profondeur géométrique, km	Température, K	Pression $p \cdot 10^{-4}$, dyn/cm²	Densité ($\times 10^8$) g/cm³
0,00001	840	5280	0,008	0,025
0,0001	560	4180	0,091	0,36
0,005	320	4500	0,85	3,1
0,1	136	5140	4,7	15,2
1,0	0	6430	13,5	35,0
5,0	—56	8100	18,0	37,0
10	—72	8650	20,0	38,0

On voit sans peine que cette hauteur coïncide avec la hauteur d'une atmosphère homogène (échelle de hauteur) calculée d'après la formule $H = \frac{AT}{\mu g}$, si on y porte la température efficace du Soleil. Par ailleurs, c'est précisément dans une couche égale à l'épaisseur d'une atmosphère homogène que s'accumule une épaisseur optique de l'ordre de l'unité. C'est ce qui fait que le disque solaire se présente à nous si nettement délimité.

La région au voisinage du minimum thermique qui se trouve à la hauteur de 550 km s'appelle zone *de transition*. Avec l'augmenta-

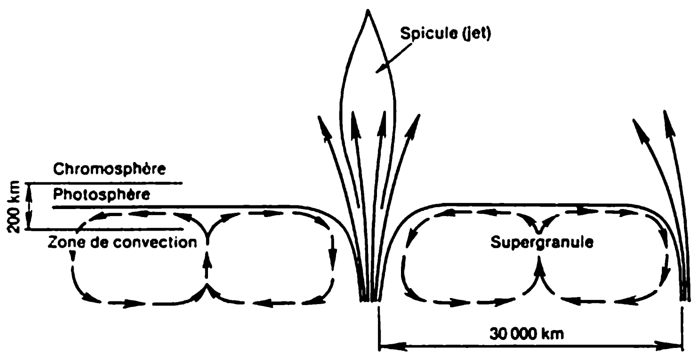


Fig. 108. Structure du champ magnétique (flèches continues) produit par des mouvements supergranulatoires (flèches interrompues)

tion de la distance du centre du Soleil, la température de la matière recommence à monter, la densité et la pression poursuivent leur décroissance; ce domaine qui s'étend jusqu'à la hauteur d'environ 12 000 km s'appelle chromosphère.

L'étude des particularités de l'état du gaz de la photosphère solaire a contribué à la découverte de la *supergranulation* due aux mailles convectives dont l'échelle horizontale varie de 20 000 à 30 000 km, et la durée de vie caractéristique est près d'un jour. Il existe simultanément au Soleil près de 5000 de telles supergranules. Il est établi qu'à la surface du Soleil le gaz se déplace du centre des supergranules vers leur périphérie à la vitesse de 0,4 km/s.

Chaque élément convectif porte à l'extérieur non seulement la chaleur, mais encore l'énergie cinétique. Chaque seconde les granules transmettent à toute la photosphère une énergie cinétique de près de $2 \cdot 10^{-4}\ L_{\odot}$.

Le phénomène de granulation témoigne du fait que sous la photosphère se trouve une zone convective, où l'énergie est transférée surtout par convection.

Les mesures magnétiques fondées sur l'observation de la séparation de Zeeman des raies spectrales indiquent que dans les parties

centrales des cellules de granulation la tension du champ magnétique est plus faible qu'à la périphérie. Ainsi, dans les cellules de la supergranulation l'induction magnétique $B < 1$ Gs, alors qu'à la périphérie elle atteint 20 Gs. Dans l'ensemble, à la surface du Soleil il se forme un réseau à champ magnétique vertical (fig. 108) dans lequel il existe des champs de petite échelle à $B \simeq 2000$ Gs. Les dimensions de ces régions ne dépassent pas 100 à 300 km.

§ 97. Structure de l'atmosphère supérieure du Soleil

Le rayonnement de la chromosphère et de la couronne est de plusieurs ordres plus faibles que celui de la photosphère; c'est pourquoi pendant longtemps leur étude ne pouvait être poursuivie que pendant les éclipses solaires totales. De nos jours la couronne est étudiée à l'aide des coronographes, où l'éclipse du Soleil est réalisée à l'aide d'une Lune artificielle. La plus grande partie du rayonnement de la chromosphère se concentrant dans les raies d'émission, en premier lieu dans les raies H et K (CaII) et dans la raie H_α, actuellement pour l'observation de la chromosphère on emploie des spectrohéliographes et des filtres d'interférence et de polarisation qui laissent passer la lumière dans ces raies chromosphériques.

Structure de la chromosphère. La largeur de l'anneau chromosphérique observé est égale d'après les observations à 16 ou 20″, ce qui correspond à 12 ou 15 mille kilomètres. Sa brillance devient à peu près 8 fois plus faible à la hauteur de près de 12 000 km. Ceci témoigne que l'échelle des hauteurs dans la chromosphère $H \simeq 600$ km et sa température est d'environ 20 000 K.

Le spectre de la chromosphère se distingue par une particularité importante qui est la présence des raies d'hélium neutre et ionisé, pour lesquels les potentiels d'excitation du niveau inférieur valent 20 et 48 eV. Les méthodes d'astronomie extraatmosphérique ont permis d'enregistrer dans les longueurs d'onde de l'ultraviolet des raies He I et He II, et notamment la raie He II à $\lambda = 303$ Å, qui ne peuvent apparaître dans le spectre qu'à une température inférieure à 25 000 K. Il s'ensuit que la température de la chromosphère augmente avec la hauteur au-dessus de la surface du Soleil. Plus exactement, la relation $T = f(h)$ est établie conformément à la formule (9.23) par mesure de la largeur dopplérienne des raies spectrales.

Dans la chromosphère on observe des *spicules*, bien marqués au bord du disque solaire sous la forme de « colonnes » qui s'étendent en hauteur jusqu'à 7 ou 12 mille kilomètres. La dimension transversale d'un spicule atteint à peu près 1000 km, la concentration des particules y est de 10^{12} cm^{-3}, sa température est inférieure à 20 000 K. Généralement, les spicules se déplacent en haut à la vitesse $v_s \simeq 20$ km/s. Parfois cette montée marche en accélérant, dans certains cas la vitesse du spicule change soudain et il commence à

se déplacer en bas. La durée de vie d'un spicule est de 8 à 15 minutes, la montée prend environ 1,5 minute. D'après les calculs, il existe sur le Soleil à chaque instant donné 10^5 spicules.

Couronne. Sa forme dépend sensiblement de la phase de l'activité solaire: aux années de son maximum la couronne semble assez symétrique, alors qu'aux années des minimums elle est aplatie près des pôles et s'étend surtout le long de l'équateur (fig. 109). D'après l'usage elle est divisée en couronne *interne*, *moyenne* et *externe*. L'étendue de la première est de 0,2 à 0,3 $R_\odot$. L'indice caractéristique de la couronne interne est son spectre émissif qui comporte des raies d'émission des métaux hautement ionisés. Deux raies brillantes sont marquées particulièrement, elles appartiennent à Fe XIV à $\lambda = 5303$ Å (raie verte) et à Fe X à $\lambda = 6370$ Å (raie rouge).

Le rayonnement de la couronne moyenne est polarisé sensiblement, le degré de sa polarisation atteint à la distance de 0,5 $R_\odot$, presque 50 %, ensuite elle diminue progressivement. Dans le rayonnement on discerne une luminescence faible dans le spectre continu et des raies d'émission typiques de la couronne interne.

La polarisation très poussée du rayonnement de la couronne moyenne s'explique par la diffusion Thomson du rayonnement de la photosphère sur des électrons libres. La diffusion Thomson est définie par la section de diffusion $\sigma_\odot = 6{,}65\cdot10^{-29}$ m², c'est-à-dire un électron diffuse à peu près la $6{,}65\cdot10^{-29}$-ième part du rayonnement incident sur une aire de 1 m². L'intensité du rayonnement I_c de la couronne est un million de fois plus faible que le rayonnement de la photosphère I_0. Si $n_e\cdot l$ est le nombre d'électrons suivant le rayon visuel dans une colonne de dimension linéaire l et de section de 1 m², alors $I_c \approx \sigma_T n_e\cdot l I_0 \approx 10^{-6}\, I_0$. En posant $l \simeq (0{,}2$ à $0{,}5)\, R_\odot \simeq 10^8$ m, on obtient la concentration des électrons dans la couronne moyenne: $n_e \simeq 10^{14}$ m^{-3} (10^8 cm^{-3}).

La couronne moyenne se termine à 1,3 $R_\odot$ du disque solaire.

Le spectre continu de la couronne externe répète le spectre de la photosphère ; on y voit également les raies de Fraunhofer d'absorption ordinaires caractéristiques de la photosphère. Ceci indique que la couronne est le siège de la diffusion du rayonnement de la photosphère sur les particules de poussière.

On supposait longtemps que les raies d'émission de la couronne interne appartiennent au « coronium », élément chimique inconnu sur la Terre. Dans les années 40 il a été établi que ce sont des raies des atomes de fer, de nickel et de calcium à ionisation multiple, produits dans un milieu très raréfié propre à la couronne mais irréalisable dans les conditions des laboratoires terrestres.

La théorie enseigne que les atomes sont ionisés dans la couronne par leurs collisions avec les électrons libres. D'après la formule de l'effet photo-électrique (9.14) en posant $v = 0$ on trouve qu'au potentiel d'ionisation de (Fe X) $\chi = 260$ eV, et donc qu'à l'énergie

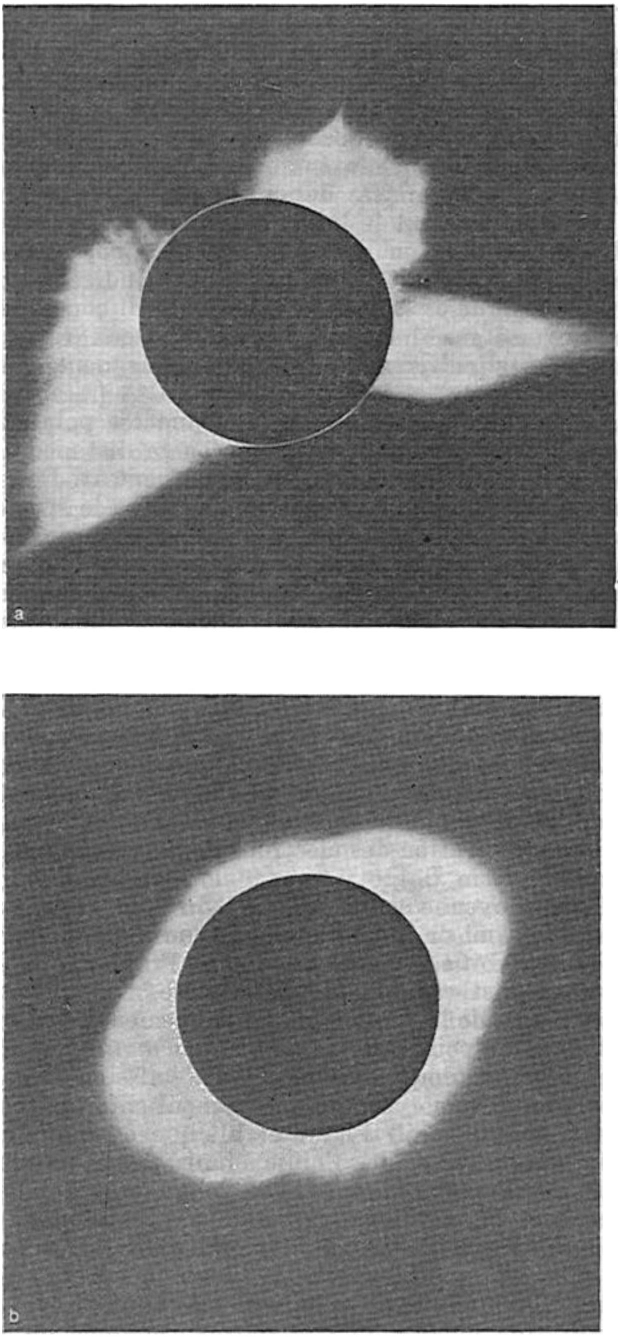


Fig. 109. Photographies de la couronne solaire:
1, au minimum de l'activité solaire; *2*, à son maximum

thermique moyenne d'un électron ionisant $E = \frac{3}{2} kT$, correspond la température $T = 2 \cdot 10^6$ K.

La couronne, surtout sa partie interne, possède également une structure plus fine. On y décèle des éléments isolés, des rayons, des plumes, des éventails, des casques, des arcs, des nuages coronaires; de temps en temps on observe près des pôles des brosses coronaires composées de rayons courts droits.

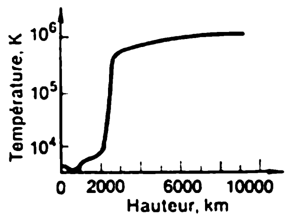


Fig. 110. Distribution de la température moyenne dans l'atmosphère du Soleil

Des renseignements d'une valeur exceptionnelle ont été obtenus par des méthodes radioastronomiques. La couronne est transparente au rayonnement optique, mais laisse mal passer les ondes radio qui y sont fortement absorbées. Comme nous l'avons montré au § 85, l'intensité du rayonnement est déterminée par la température de la matière de la couche, où $\tau(\nu) = 1$. Le rayonnement radio est produit par les processus de rayonnement de freinage et d'absorption par les électrons libres dans le champ coulombien des ions d'hydrogène. Dans la gamme métrique la température de brillance du rayonnement radio est d'un million de degrés; ceci indique que c'est aussi à peu près la valeur de la température de la matière coronaire.

D'après ce qui vient d'être dit, la température de la chromosphère est d'environ 20 000 K, alors que dans la couronne elle est 100 fois plus grande. Dans la chromosphère supérieure il doit exister une couche de transition, où le gradient de température est particulièrement élevé.

Comme l'a montré l'étude des profils des raies spectrales et les observations pendant les éclipses des raies coronaires au bord du disque, la couronne commence déjà dans la chromosphère à une hauteur environ de 2000 km. Là entre les spicules et autres formations chromosphériques, on observe la présence de la matière coronaire à température cent fois supérieure à celle de la matière chromosphérique.

La distribution de la température moyenne dans l'atmosphère du Soleil est visualisée par la figure 110.

§ 98. Mécanisme du réchauffement de la chromosphère et de la couronne

Chauffées jusqu'à des températures élevées, la chromosphère et la couronne émettent chaque seconde dans l'espace $8 \cdot 10^{22}$ J. Pour que la température élevée y soit maintenue et les pertes d'énergie par

rayonnement compensées, il faut en permanence amener vers elles autant d'énergie qu'elles en perdent. La chromosphère et la couronne sont transparentes seulement pour le rayonnement optique et infrarouge de la photosphère; elles ne peuvent donc pas servir de source de son échauffement. Pour ce qui est de la chromosphère, sa température et son rayonnement sont maintenus par le réchauffement dû à la matière coronaire chaude. Ce réchauffement est assuré par la conductibilité thermique ordinaire, lorsque la chaleur d'une zone plus chaude est transmise à une zone plus froide. Aussi ne faut-il donner l'explication que de la température élevée de la couronne.

Nous avons montré au § 96 que les couches internes en plus de l'énergie radiative, canalisent dans la photosphère l'énergie mécanique sous la forme de l'énergie cinétique du mouvement des éléments convectifs. La quantité totale de l'énergie mécanique ainsi transmise est égale justement à celle que perdent par rayonnement la chromosphère et la couronne. Quel est le mode par lequel cette énergie mécanique est transmise à la couronne pour se transformer en chaleur? Pourquoi elle ne se transforme pas en chaleur dans la photosphère?

Les observations de la variation des intensités et des profils de certaines raies spectrales témoignent de l'existence dans la photosphère des mouvements oscillatoires de la matière de différentes périodes, amplitudes et allures. D'après les idées actuelles, ces oscillations sont excitées par la convection. Les ondes ainsi engendrées s'engagent sans absorption dans la couronne en y portant l'énergie mécanique des mouvements convectifs. En se propageant dans la couronne, où la densité de la matière décroît rapidement, les ondes ordinaires se transforment en ondes de choc qui, à la différence des ondes acoustiques s'amortissent rapidement. Dans ces conditions, l'énergie du mouvement ondulatoire se transforme en chaleur, en réchauffant la matière coronaire (cf. § 92). Bien que cette description de l'allure générale du réchauffement de la couronne soit parfaitement satisfaisante, il n'est pas encore clair lequel ou lesquels des types d'onde concrets assurent le transfert de l'énergie de la zone convective dans la couronne.

§ 99. Structure interne du Soleil

Les couches les plus externes qui constituent l'atmosphère solaire sont directement accessibles à l'observation; les modèles théoriques de leur structure peuvent donc toujours être vérifiés. Or, ceci diffère en principe de la situation qui se présente lorsqu'on envisage les conditions physiques qui règnent dans les régions internes du Soleil. Si on ne tient pas compte des réalisations récentes de la neutrino-astronomie, les modèles de la structure interne du Soleil sont fondés seulement sur la théorie. Toutes les idées théoriques sur l'état

de la matière au sein du Soleil sont obtenues par extrapolation des conditions physiques observées à sa surface et sont fondées sur des caractéristiques aussi générales que celles de la masse, des dimensions, de la luminosité, de la rotation et de la composition chimique.

L'âge du Soleil peut être évalué d'après les données géologiques. L'analyse des microorganismes fossiles les plus simples dans les roches sédimentaires terrestres dont l'âge est d'environ 3 milliards d'années indique qu'au moins pendant cette période la luminosité du Soleil a peu changé.

Les données géologiques sur la composition chimique des roches anciennes et l'analyse des roches lunaires et des météorites permettent d'avancer que le Système solaire s'est formé il y a à peu près 4,5 ou 5 milliards d'années. On peut donc admettre que le Soleil existe pendant près de 5 milliards d'années, et pendant 3 derniers milliards d'années sa luminosité n'a pas subi de grands changements. La connaissance de cette durée permet de tirer la conclusion importante suivante sur la source d'énergie solaire. En effet, en 3 milliards d'années le Soleil a émis dans l'espace une énergie $E_\odot \simeq L_\odot t = 36 \cdot 10^{43}$ J. En divisant cette quantité par la masse totale du Soleil on peut constater que chaque kilogramme de sa matière a dégagé près de $1{,}8 \cdot 10^{13}$ J d'énergie. Cette valeur caractérise le pouvoir calorifique du combustible solaire. Auparavant on supposait que la source d'énergie du Soleil était d'origine chimique. Le combustible chimique le plus calorifique est l'explosif. Un de ses kilogrammes peut dégager environ 10^7 J. Il est manifeste que ceci ne suffit pas pour expliquer le cas du Soleil. Si sa source d'énergie était un explosif, aux rythmes actuels de sa luminosité il serait épuisé en 1700 ans. Au XIXe siècle on a émis l'hypothèse que l'énergie peut être fournie par l'action gravitationnelle du Soleil. D'après cette hypothèse, à mesure que celui-ci se contracte, l'énergie gravitationnelle se transforme en chaleur et maintient ainsi la luminosité au niveau nécessaire. Suivant l'ordre de grandeur l'énergie gravitationnelle du Soleil

$$E_g = \frac{G\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot} = 4 \cdot 10^{41} \text{ J.}$$

On voit que ces 3 derniers milliards d'années le Soleil a émis dans l'espace 100 fois plus d'énergie.

L'énergie nucléaire est la seule qui peut être rendue responsable de l'existence du Soleil. Ainsi, la formation d'un noyau d'hélium à partir de quatre protons que sont les noyaux d'hydrogène, absorbe une énergie $\Delta E = 4 \cdot 10^{-12}$ J qui a reçu le nom d'*énergie de liaison*. Cette énergie est égale exactement au produit du défaut de masse entre les quatre protons et le noyau d'hélium par le carré de la vitesse de la lumière ($\Delta E = \Delta mc^2$). Si les réactions nucléaires transforment tout l'hydrogène en hélium, un kilogramme de matière dégage une énergie de 10^{15} J. Si le Soleil est le siège des réactions

nucléaires et si sa matière tout entière était au début composée de l'hydrogène, alors son énergie nucléaire suffirait pour maintenir la luminosité actuelle pendant 170 milliards d'années. Pour assurer la marche des réactions nucléaires les températures doivent être de l'ordre de dix millions de degrés.

Ainsi, l'explication de la luminosité élevée du Soleil pendant des milliards d'années est un témoignage de hautes températures à l'intérieur du Soleil, dépassant de plus d'un ordre les températures des couches superficielles.

L'existence des températures élevées au sein du Soleil est confirmée par la simple extrapolation de la croissance de la température avec la profondeur dans la photosphère, qui, comme le montre le tableau 2, augmente environ en profondeur de 20 degrés à chaque kilomètre. En multipliant le gradient de température par le rayon solaire on obtient qu'au centre la température doit être d'environ $1{,}4\cdot 10^6$ K. Certes, une telle extrapolation n'est pas tout à fait légitime, du fait qu'on ne sait pas comment change en profondeur la température réelle.

La température moyenne à l'intérieur du Soleil peut être évaluée d'après la condition de l'équilibre hydrostatique. On admet que la matière solaire est un gaz parfait dont le comportement est décrit par l'équation de Clapeyron-Mendéléev (9.17). La pression du gaz tend à grossir le Soleil, alors que la pesanteur tend à le comprimer. A l'état d'équilibre ces forces sont égales. Pour évaluer qualitativement la température au sein du Soleil, imaginons qu'il se compose de deux moitiés chacune de masse $\frac{1}{2}\mathfrak{M}_\odot$, et que les centres de masse de ces moitiés sont séparés par une distance égale à peu près à $R_\odot$. La force d'attraction entre ces moitiés vaut $F_g = \frac{\mathfrak{M}G_\odot^2}{4R_\odot^2}$. La pression à la limite de leur séparation $P_g = \frac{F_g}{\pi R_\odot^2} = \frac{G\mathfrak{M}_\odot}{4\pi R_\odot^2}$. Cette pression est équilibrée par la force de la pression du gaz $P_G = \frac{A\rho_\odot T}{\mu}$. (Ici et plus loin A est la constante universelle des gaz.) En égalant ces pressions on obtient la liaison entre la température moyenne, la masse et le rayon du Soleil: $T \simeq \frac{1}{3}\frac{G}{A}\mu\frac{\mathfrak{M}_\odot^2}{R_\odot}$. Pour le Soleil $\mu = 0{,}6$ et $T = 4{,}6\cdot 10^6$ K. Pour la température au centre du Soleil on a

$$T_S = \frac{G}{A}\mu\frac{\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot}. \tag{10.2}$$

La température au sein du Soleil vaut donc $T_S \simeq 14\cdot 10^6$ K, ce qui est environ 3 fois supérieur à la température moyenne.

Les températures élevées au centre du Soleil signifient que c'est le siège des réactions thermonucléaires. L'énergie ainsi dégagée est transmise ensuite à l'extérieur pour être émise par le Soleil.

§ 100. Réactions thermonucléaires

D'aorès les idées modernes, l'énergie du Soleil provient des réactions thermonucléaires des noyaux d'hélium à partir de l'hydrogène. A la fin des années 30 on a montré que ces réactions peuvent suivre deux voies: en résultant des cycles proton-proton (pp-) et du carbone (CN-) (cycle de Bethe). La succession des réactions de ces cycles est donnée par le tableau 3 qui indique également l'énergie dégagée et la

Tableau 3

Réactions de la synthèse de l'hélium

Type de la réaction		Energie dégagée en MeV	Durée moyenne de la réaction
Cycle proton-proton	$^1H+^1H \to ^2D+e^++\nu$	1,44	14 milliards d'années
	$^2D+^1H \to ^3He+\gamma$	5,49	5 s
	$^3He+^3He \to ^4He+^1H+$ $+^1H$	12,85	1 million d'années
Cycle du carbone	$^{12}C+^1H \to ^{13}N+\gamma$	1,95	13 millions d'années
	$^{13}N \to ^{12}C+e^++\gamma$	2,22	7 mn
	$^{13}C+^1H \to ^{14}N+\gamma$	7,54	2,7 millions d'années
	$^{14}N+^1H \to ^{15}O+\gamma$	7,35	320 millions d'années
	$^{15}O \to ^{15}N+e^++\nu$	2,71	82 s
	$^{15}N+^1H \to ^{12}C+^4He$	4,96	110 000 ans

durée moyenne des réactions. La durée moyenne de la réaction renseigne sur le temps qu'il faut pour que le type donné de réaction ait lieu.

L'énergie du neutrino produit par la première réaction du cycle proton-proton est égale environ à 0,42 MeV.

Dans la réaction du cycle de Bethe le carbone et l'azote jouent le rôle de catalyseurs. D'après les calculs théoriques la relation entre l'énergie dégagée par 1 kg de matière en 1 s d'une part, et la température et la densité de l'autre, s'écrit:

$$\varepsilon_{pp} = 10^{-6}\rho X^2 \left(\frac{T}{10^6}\right)^4 \frac{W}{kg}, \qquad (10.3)$$

où X est la concentration relative de l'hydrogène suivant la masse. En posant $T = 14 \cdot 10^6$ K, $\rho = 10^5$ kg/m³ et $X = 0{,}8$, on a $\varepsilon_{pp} \simeq 2 \cdot 10^{-3}$ W/kg, ce qui est 10 fois supérieur à la valeur moyenne de l'énergie émise par le Soleil par 1 kg de matière, du fait que $\varepsilon_{\odot} = \frac{L_{\odot}}{\mathfrak{M}_{\odot}} = 2 \cdot 10^{-4}$ W/kg. Donc, si seulement la dixième partie du Soleil (suivant la masse) est le siège des réactions thermonucléaires, celles-ci sont susceptibles d'assurer sa luminosité pendant des milliards d'années. Dans le cas du cycle du carbone la formule analogue à (10.3) s'écrit

$$\varepsilon_{CN} = 6{,}6 \cdot 10^{-24} \rho X X_{CN} \left(\frac{T}{10^6}\right)^{20} \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{kg}}. \qquad (10.4)$$

Pour les mêmes conditions au sein du Soleil et la teneur relative en carbone et en azote $X_{CN} = 0{,}003$ établie d'après les observations, on obtient $\varepsilon_{CN} \simeq 10^{-10}$ W/kg. Il est donc clair que dans le Soleil le rôle principal dans le dégagement de l'énergie revient aux réactions du cycle proton-proton.

§ 101. Transport d'énergie du centre du Soleil à l'extérieur

La plus grande part de l'énergie due à des réactions thermonucléaires se déroulant au sein du Soleil se dégage sous forme de rayonnement des quanta gamma durs. Un quantum gamma une fois apparu est vite absorbé, puis retransmis dans une autre direction et à une autre fréquence dans les processus d'absorption de freinage et de rayonnement des électrons sur les ions de HII et HeIII, ainsi que pendant les ionisations des ions des éléments chimiques lourds et les recombinaisons ultérieures. Sous les densités élevées qui règnent au sein du Soleil ces processus d'absorption et de réémission sont si fréquents qu'il faut des millions d'années pour que l'énergie sous forme de rayonnement filtre à la surface du Soleil. Ceci s'accompagne de la fragmentation progressive des quanta en quanta de plus faible énergie. Un simple calcul montre qu'un quantum gamma produit quelques millions de quanta de lumière visible qui, eux, quittent la surface solaire.

Les couches de la matière solaire en absorbant la lumière s'échauffent et en la réémettant, se refroidissent. A l'état d'équilibre la quantité d'énergie émise par la couche est égale à celle qu'elle en a absorbé. C'est ce qui maintient dans la couche une température définie. Pour que le flux d'énergie issu des couches internes soit constant, il faut que la température de chaque couche sous-jacente soit plus élevée. La quantité d'énergie transmise d'une couche à l'autre est déterminée par le coefficient d'absorption. Plus ce coefficient est grand, moins d'énergie reçoit la couche sus-jacente, plus la différence des températures entre les couches est grande. Chaque mètre carré

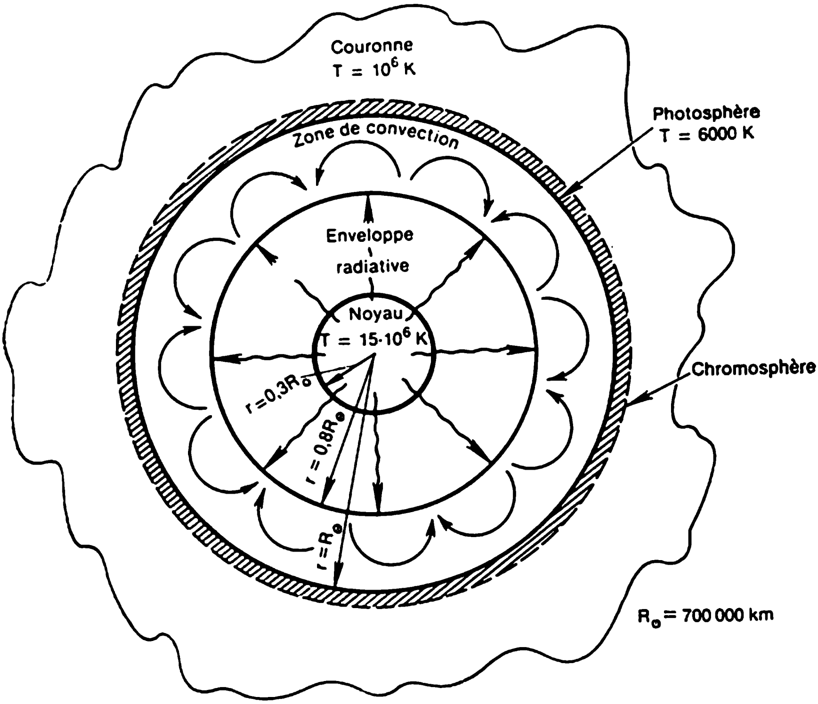


Fig. 111. Structure du Soleil

au centre du Soleil émettant une énergie σT_S^4, la part absorbée de cette énergie qui se propage vers la surface est $\frac{\sigma T_S^4}{\tau}$; à l'état stationnaire c'est exactement autant d'énergie que doit être émise par un mètre carré de la surface solaire $\left(\text{cette grandeur vaut } \varepsilon_\odot = \frac{L_\odot}{4\pi R_\odot^2}\right)$. Ainsi, $L_\odot = \frac{4}{3}\pi R_\odot \frac{\sigma T_S^4}{\varkappa\rho}$.

En utilisant l'expression de la température centrale (10.2) et en retenant que $\tau \approx \varkappa\rho R_\odot$, on peut obtenir la relation entre la masse du Soleil et sa luminosité.

$$L_\odot = \frac{16\pi^2\sigma G^4}{3A^4}\frac{\mu}{\varkappa}\mathfrak{M}_\odot^3. \tag{10.5}$$

Dans le Soleil $\mu = 0,6$; $\varkappa \approx 5$ m²/kg ; donc, la valeur théorique de la luminosité du Soleil $L_\odot \simeq 24 \cdot 10^{26}$ W, ce qui dépasse environ de 6 fois la valeur observée de la luminosité du Soleil. Une partie de cette différence peut s'expliquer par le caractère approché des calculs, l'autre, par ce qu'une certaine quantité d'énergie est transportée

dans le Soleil par convection. La convection est un mode de transport d'énergie plus efficace, qui s'engage lorsque le flux radiatif n'a pas le temps d'évacuer la chaleur. Dans le Soleil ces conditions ont lieu à 0,8 $R_\odot$ du centre. A cette distance la température de la matière tombe à 10^6 K et des ions des éléments lourds subissent la recombinaison avec les électrons. Pour cette raison l'opacité de la matière croît brusquement et il devient plus difficile au rayonnement de transporter l'énergie en provenance des régions centrales. La convection s'amorce lorsque les masses de matière chauffée montent à la vitesse de 10 m/s environ, transmettent leur chaleur, puis refroidies se déplacent en bas. Les conditions de la photosphère redeviennent alors favorables au transfert radiatif et la convection prend fin. La granulation et la supergranulation dans la photosphère sont justement les formes sous lesquelles se manifeste la convection. Le schéma théorique de la structure du Soleil est représenté sur la figure 111.

§ 102. Problèmes du neutrino solaire

L'épaisseur optique énorme de la matière du Soleil le rend opaque à toutes les formes de rayonnement électromagnétique. Il faut des millions d'années pour que les quanta X durs produits par les réactions thermonucléaires au centre s'échappent à l'extérieur. Pendant ce temps ils subissent un nombre énorme d'absorptions et de réémissions, et dans ces conditions éprouvent des modifications importantes. Ils sont rayonnés à partir de la surface sous la forme de quanta optiques qui pratiquement ne reflètent pas les propriétés propres à la matière dans le noyau solaire. Une partie négligeable de l'information qu'ils contiennent caractérise les conditions du noyau tel qu'il était il y a des millions d'années.

A la différence du rayonnement, les neutrinos sont un indicateur parfait des conditions au sein du Soleil. Leur interaction avec la matière est très faible; les possibilités pour les neutrinos d'être absorbés par le Soleil lors de leur parcours de l'intérieur à l'extérieur peuvent donc être négligées. C'est pourquoi ils présentent le meilleur outil susceptible de rendre compte des processus de génération de l'énergie au sein du Soleil. Pratiquement, les observations des neutrinos sont l'unique moyen de pénétrer à l'intérieur de notre astre du jour.

Les neutrinos sont produits par les réactions thermonucléaires. La synthèse d'un noyau d'hélium forme deux neutrinos et dégage une énergie $\Delta E = 4\cdot 10^{-12}$ J. Le nombre total de neutrinos produits chaque seconde au Soleil est donc $N = \frac{2L_\odot}{\Delta E} = 10^{39}$; la densité de leur flux sur la Terre $F = \frac{4N}{\pi a^2} \approx 10^{15}$ 1/m²·s.

Bien que le flux des neutrinos soit si important, il est très diffi-

cile de les repérer, leur interaction avec la matière étant très faible. Une expérience a été proposée pour déceler les neutrinos solaires lors de leur absorption par un isotope stable de chlore ^{37}Cl. La réaction est de la forme: $\nu + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$. Les observations ont pour but de découvrir l'isotope instable d'argon ^{37}Ar qui apparaît dans ces conditions. Cette réaction a été utilisée pour créer un détecteur de neutrinos, constitué d'un grand réservoir rempli de perchlorure d'étylène (C_2Cl_4), placé dans un puits profond pour réduire sensiblement l'influence des rayons cosmiques sur la marche de la réaction. L'interaction avec les neutrinos solaires dans le détecteur d'un volume de 400 m³ devait assurer la présence simultanée de quelques dizaines de noyaux de ^{37}Ar qui étaient capturés par des méthodes chimiques. Des observations poursuivies pendant de nombreuses années ont montré que le flux des neutrinos émis par le Soleil est légèrement inférieur à celui prédit par le modèle standard.

Les résultats de ces observations ne permettent de tirer que des conclusions préalables, il est difficile pour le moment de s'engager dans une révision sérieuse des idées sur la structure du Soleil.

§ 103. Activité solaire

Les caractéristiques du Soleil telles que la masse, le rayon, la luminosité, la présence de la photosphère, de la chromosphère et de la couronne ne changent pas pratiquement. Dans la partie précédente nous avons décrit les observations et donné l'explication des processus physiques qui se déroulent dans l'atmosphère d'un Soleil calme. Mais à la surface solaire on observe de nombreux phénomènes passagers qui dans l'ensemble caractérisent le niveau de l'activité solaire. Parmi ces phénomènes il y a les *taches solaires*, les *facules*, les *protubérances*, les *éruptions*. Les zones de leur manifestation s'appellent *régions actives*.

Taches solaires et éruptions. L'analyse des spectres des taches solaires montre que la température de leur matière constitutive atteint environ 4500 K. Les mouvements intérieurs dans les taches mesurés d'après le déplacement Doppler des raies spectrales, lorsque les taches se trouvent au bord du Soleil, témoignent de l'écoulement radial de la matière à partir de la tache suivant la tangente à la surface à des niveaux plus bas et du mouvement dans le sens inverse à des niveaux plus élevés; les vitesses de ces mouvements varient de 2 à 3 km/s.

Une caractéristique importante de la tache est son champ magnétique, dont l'intensité atteint $H \approx 2000$ à 3000 Œ, et dans certains cas 4500 Œ. Le champ magnétique est évalué d'après la séparation Zeeman des raies de Fraunhofer dans le spectre de la tache (cf. formule (9.22)). Les champs magnétiques des taches sont ordinairement insuffisants pour rendre les composantes de Zeeman discernables

comme des raies spectrales isolées. En se confondant elles forment une seule raie large. A l'aide d'un dispositif de polarisation on amortit d'abord l'aile droite de cette raie large, puis son aile gauche. Les parties restantes du profil de la raie se déplacent alors l'une par rapport à l'autre à la valeur de la séparation Zeeman. Cette méthode permet de mesurer les champs de dizaines d'œrsteds.

D'habitude les taches solaires apparaissent par groupes composés de deux ou de plusieurs taches ; la tache de tête (celle qui se trouve

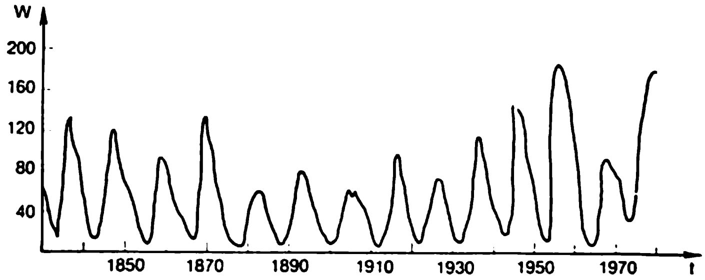


Fig. 112. Variation des moyennes annuelles de Wolf

devant par rapport à la surface en rotation du Soleil) peut avoir souvent des dimensions plus grandes. Les taches s'observent seulement à l'intérieur d'une bande de $\pm 40^\circ$ de l'équateur.

Comme l'ont montré les observations systématiques poursuivies pendant de nombreuses décennies, l'apparition des taches à la surface est régie par des lois définies. La mesure de cette activité du Soleil est donnée par les nombres de Wolf

$$W = 10\, g + f, \tag{10.6}$$

où g est le nombre de groupes de taches ; f, le nombre total de taches visibles sur le disque solaire.

Ainsi, lorsqu'aucune tache ne se présente à la vue, $W = 0$. Pour une seule tache visible sur le disque $W = 11$, cette tache étant prise en considération deux fois, la première en tant que groupe, et la deuxième en tant qu'une tache isolée. Il s'est avéré (fig. 112) que le nombre de taches au Soleil varie à peu près périodiquement avec une période de 11 ans. Au minimum de l'activité solaire le nombre de taches est minimal, pendant le maximum sa valeur est la plus grande. Chaque nouveau cycle de l'activité solaire débute par l'apparition des taches à la distance de $\pm$ (30 à 40°) de l'équateur ; leur nombre atteint le maximum lorsqu'elles apparaissent aux latitudes d'environ $\pm 15^\circ$ et disparaissent dans la région de l'équateur.

Pendant chaque cycle de 11 ans les champs magnétiques des taches de tête de tous les groupes sont de la même polarité, alors que la polarité des taches qui les suivent est opposée. Dans 11 ans l'allure

de la distribution de la polarité du champ magnétique se trouve renversée. C'est ce qui fait parfois envisager au lieu d'un cycle de 11 ans un cycle de 22 ans.

Actuellement il n'existe pas d'explication satisfaisante de l'allure des processus qui conduisent à la formation des taches et de la nature de l'activité du Soleil. Probablement, ils ont à l'origine la nature convective de la zone sous-photosphérique et la rotation différentielle du Soleil. Pour ce qui est des basses températures de la matière dans les taches, il existe deux théories qui se complètent pour beaucoup et qui s'inspirent de l'existence d'un champ magnétique intense dans la tache.

Au § 92 nous avons montré que les champs magnétiques intenses entravent le mouvement du plasma à travers le champ. Si l'énergie du champ magnétique dépasse l'énergie cinétique du plasma, le mouvement de celui-ci peut être complètement freiné. Dans les couches sous-jacentes de la photosphère, où une part importante de l'énergie est transportée par le mode convectif, un champ magnétique intense présente un obstacle à ce mouvement. Il en résulte que dans la zone de la tache vient moins de chaleur à partir des couches intérieures plus chaudes et la tache se refroidit. D'après le § 92 le mouvement du plasma est ralenti par le champ magnétique, si $v_A > v$. Pour une densité de la photosphère $\rho = 10^{-2}$ kg/m^3, $H = 5000$ Œ; $v_A \simeq 50$ km/s, ce qui dépasse la vitesse observée de la montée de la matière $v \approx (0{,}3$ à $3)$ km/s dans les éléments convectifs.

La deuxième théorie est fondée sur l'hypothèse que sous l'action de la convection dans un champ magnétique intense apparaît un flux intense des ondes d'Alfvén qui entraînent à l'extérieur, à partir de la zone de la tache, dans la chromosphère et la couronne beaucoup d'énergie. Ceci détermine un refroidissement plus efficace de la matière dans la tache par rapport aux couches environnantes de la photosphère, où le champ magnétique est faible.

Protubérances. Le spectrohéliogramme du bord pris dans la raie H_α (fig. 113) révèle des éjections de matière que sont les protubérances. Elles émettent un rayonnement très intense dans les raies d'émission d'hydrogène. Pour cette raison on utilise pour leur observation des filtres de lumière à bandes étroites (bande passante inférieure à 1 Å) transparents pour la raie H_α et placés devant l'oculaire du télescope. Si la protubérance se projette sur le disque solaire, elle est observable sous la forme d'une fibre sombre, la matière de la protubérance diffusant une partie de rayonnement issu d'en bas, de la photosphère.

La forme des protubérances change avec le temps. L'intensité du champ magnétique atteint les valeurs de 20 à 200 Œ, dans les protubérances, qui sont le siège des éjections explosives de la matière, cette intensité du champ atteignant 1000Œ. La longueur de certaines protubérances va jusqu'à 200 000 km, leur épaisseur, jusqu'à quel-

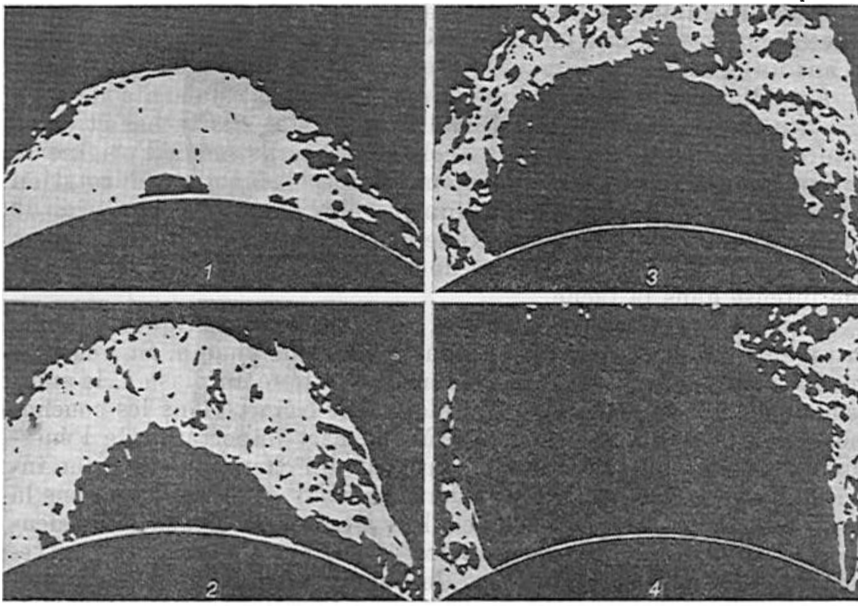


Fig. 113. Evolution d'une grosse protubérance au bord du Soleil

ques milliers de kilomètres. Leur matière est des centaines de fois plus dense que la matière coronaire qui les entoure, alors que la température ne dépasse pas 6 ou 8 mille degrés.

Eruptions solaires. Elles présentent l'une des manifestations les plus grandioses de l'activité solaire. Comme l'ont montré les observations une explosion qui porte sur une petite région d'environ 10 000 km dégage en une heure à peu près 10^{16} à 10^{20} J ou manifeste une luminosité égale de 0,001 à 10 % de sa valeur totale pour le Soleil. L'information principale sur les éruptions est obtenue par les méthodes d'observation à partir de la surface terrestre. Les observations réalisées à partir des satellites artificiels de la Terre ont permis d'établir que ces phénomènes sont liés à une large classe des processus d'énergie élevée, y compris la génération des particules de haute énergie et du rayonnement correspondant qui s'étend des rayons gamma aux ondes radio.

Généralement les éruptions se forment au-dessus d'un groupe complexe de taches à champs magnétiques intenses, au voisinage des champs à polarisation opposée. Ces derniers temps on a établi par observation la liaison entre les éruptions et les protubérances. Dès avant l'éruption entre les grandes taches de polarisation opposée apparaît une petite tache nouvelle, le satellite. Une heure à peu

près avant l'éruption la protubérance qui surplombe la zone active devient plus sombre; une demi-heure plus tard y apparaissent des mouvements oscillatoires. Le bord inférieur de la protubérance, en descendant avec le champ magnétique gelé dans sa matière rencontre le champ de polarisation opposée qui monte à partir de la tache satellite. Il se forme ainsi une région à lignes de force magnétiques intercroisées de directions différentes. Cette région qui se contracte est le siège d'annihilation du champ magnétique, c'est-à-dire de la destruction réciproque des champs magnétiques de directions opposées. L'énergie en réserve dans le champ magnétique, après l'annihilation de ce dernier, se transforme en d'autres formes et finalement en énergie des particules rapides et du rayonnement gamma, X et ultraviolet. Les particules rapides sous la forme de rayons cosmiques solaires, de projections de nuages de plasma chaud et du rayonnement dur atteignent la Terre et s'échappent plus loin dans l'espace cosmique.

Dans les rayons cosmiques solaires produits par les éruptions on a décelé un nombre important d'isotopes de ^2H et ^3H (deutérium et tritium) qui dans les régions calmes de l'atmosphère solaire sont peu nombreux. Ceci indique que les éruptions peuvent s'accompagner de réactions nucléaires. Dans ces conditions peuvent se former également des isotopes d'hélium, de lithium, de béryllium et de bore.

Vent solaire. On donne ce nom au flux de plasma ionisé et au champ magnétique gelé dans ce plasma, qui se déplace à partir du Soleil. D'après les observations réalisées à partir des appareils cosmiques le vent solaire est au fond la couronne solaire qui subit une extension continue. La vitesse de ces particules croît avec leur éloignement du Soleil. Ainsi, à la base de la couronne, à la distance de 20 000 km de la surface solaire, cette vitesse v n'est que de quelques centaines de mètres par seconde; pour $r \approx 0{,}5$ million de km, $v = 8$ km/s, et pour $r = 1{,}5$ million de km, $v = 30$ km/s. A la distance de l'orbite terrestre les paramètres moyens du vent solaire sont: vitesse $v = 400$ à 700 km/s; température $T \approx 5 \cdot 10^4$ à $5 \cdot 10^5$ K; concentration des particules 1 à 10 cm^{-3} et intensité du champ magnétique $H \approx 10^{-5}$ à 10^{-4}Œ. La composition du vent solaire correspond à la teneur en éléments chimiques de la couronne du Soleil.

§ 104. Relation entre les phénomènes solaires et terrestres

Les processus impétueux dont le Soleil est le siège interviennent dans telle ou telle mesure sur l'état de la Terre, sur son atmosphère, son champ magnétique et sa biosphère, en particulier, sur l'organisme de l'homme. Ainsi, on a noté dès le XIXe siècle que l'amplitude des variations diurnes du champ magnétique de la Terre change d'une année à l'autre en fonction du nombre de taches sur le Soleil. Il s'est avéré que 1 ou 2 jours après le passage de grandes taches ou de

leurs groupes par le méridien solaire central le champ magnétique terrestre enregistre des variations irrégulières particulièrement fortes que sont les *orages magnétiques*. Ces orages, tout comme les aurores polaires, sont associés aux flux corpusculaires provenant du Soleil.

Les éruptions observées dans la chromosphère s'accompagnent directement des perturbations dans les communications radio, surtout dans les longueurs d'onde de 15 à 60 m. Ces perturbations sont dues à l'accroissement brutal de l'ionisation dans l'ionosphère sous l'action de la radiation accrue du Soleil dans les rayons ultraviolets et X.

L'étude des coupes transversales des troncs d'arbres a révélé que l'épaisseur des anneaux annuels diffère d'une année à l'autre, cette différence présentant un rythme défini. On a trouvé que quelle que soit la région de la Terre, l'allure de la position des anneaux est la même pour tous les arbres. On a étudié les bois fossilisés pendant les derniers 3000 ans pour obtenir des cycles bien nets de la croissance d'une durée environ de 11 ans. Au maximum de l'activité solaire correspondent des anneaux larges, ce qui témoigne des conditions favorables à la croissance en cette période.

L'étude des documents historiques a montré que les épidémies de peste, de choléra, de scarlatine et de diphtérie tombaient surtout sur les années des maxima de l'activité solaire. D'après les données statistiques actuelles la manifestation des éruptions fait que les aggravations des maladies cardio-vasculaires deviennent 3 à 5 fois plus nombreuses.

Probablement certaines fonctions de l'organisme humain changent à la cadence des phénomènes solaires. D'après certaines données, plus le nombre de Wolf est grand, plus la concentration moyenne de l'acide chlorhydrique dans l'estomac est faible. Au maximum de l'activité le pouvoir du sérum du sang de dissoudre les particules étrangères et les microbes est à peu près de 30 % plus faible qu'à l'époque du minimum. Il en résulte que la barrière qui protège l'organisme contre les microbes virulents devient plus faible elle aussi.

Tous ces faits ont conduit à la conclusion que l'activité solaire influe sur l'homme par les perturbations du champ magnétique terrestre provoquées par les éruptions.

Ces derniers temps la large pénétration de l'homme dans l'espace cosmique rend impérative la grande attention portée à l'étude de l'influence exercée sur la vie et l'activité des hommes par le Soleil et à la prédiction des éruptions solaires.

Actuellement en U.R.S.S. fonctionne le Service du Soleil qui compte 20 observatoires et stations astronomiques. On procède régulièrement au lancement des satellites artificiels et des stations spatiales pilotées pour l'étude des processus actifs au Soleil, dans le milieu interplanétaire et l'atmosphère terrestre.

D'après les données de ce Service on dresse chaque jour la carte de l'activité solaire sur laquelle sont portées les taches, les facules, les flocules, les protubérances, ainsi que la distribution des intensités dans les raies coronaires verte et rouge. Les indices de l'activité solaire, et en particulier les nombres de Wolf pour chaque jour, tout comme les cartes de la surface du Soleil, sont régulièrement publiés dans le « Bulletin solaire ».

CHAPITRE XI

APERÇU DE LA NATURE PHYSIQUE DES CORPS DU SYSTÈME SOLAIRE

§ 105. Notion de l'exploration des planètes au radar

En plus des méthodes optiques, radioastronomiques et cosmiques on recourt pour l'étude des planètes aux méthodes de leur exploration par radar.

Les méthodes d'observation par radar à partir de la Terre permettent de déterminer les rayons, les périodes de rotation et certaines autres caractéristiques des planètes. Comme radar on emploie un radiotélescope qui envoie sur la planète des impulsions radio courtes et puissantes de haute fréquence dont la durée se mesure au moins à 10^{-6} s près.

Supposons qu'on ait émis dans la direction de la planète une impulsion radio de durée τ et de fréquence ν (adoptons pour simplifier que l'impulsion est monochromatique). En atteignant la planète (fig. 114) l'impulsion radio sera d'abord réfléchie par le point de la surface d'où la Terre est visible au zénith, puis successivement par les zones voisines jusqu'aux zones extrêmes y comprises (B et F). La surface de la planète étant rugueuse, la réflexion sera diffuse, vers la Terre reviendront les signaux, y compris les signaux réfléchis par les zones extrêmes, affaiblis d'une façon différente par la réflexion, les signaux réfléchis par les zones extrêmes retardant par rapport au signal réfléchi par le point d'où la Terre est visible au zé-

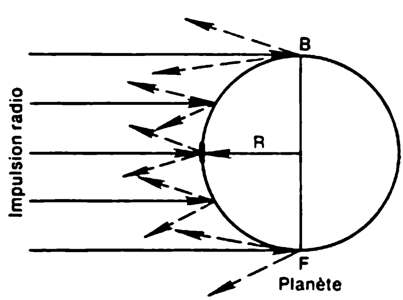


Fig. 114. Chute de l'impulsion radio sur la surface de la planète (flèches interrompues — impulsion réfléchie)

nith, de

$$\Delta\tau = \frac{2R}{c},$$

où R est le rayon de la planète et c, la vitesse de propagation des ondes radio.

C'est pourquoi la durée mesurée de l'impulsion radio de retour sera $\tau' = \tau + \Delta\tau$, d'où $\Delta\tau = \tau' - \tau$ et le rayon cherché de la planète

$$R = \frac{c \cdot \Delta\tau}{2}.$$

La rotation des zones extrêmes de la planète à la vitesse linéaire v modifiera en vertu de l'effet Doppler la fréquence ν du signal radio réfléchi par une zone de la valeur $\Delta\nu = -2\nu \frac{v}{c}$, et réfléchi par la zone opposée, de la valeur $\Delta\nu = +2\nu \frac{v}{c}$. Alors, l'impulsion radio réfléchie sera reçue sur la Terre dans l'intervalle des fréquences $\Delta\nu' = 4\nu \frac{v}{c}$, d'où la vitesse linéaire de rotation des zones extrêmes de la planète:

$$v = \frac{c \cdot \Delta\nu'}{4\nu}.$$

La vitesse linéaire ainsi trouvée dépend de l'orientation de l'axe de rotation de la planète par rapport à la Terre. Aussi, une série des observations est réalisée pour déterminer sa valeur maximale v_{max} relative à l'équateur planétaire; alors, la période de rotation de la planète

$$P = \frac{2\pi R}{v_{max}}.$$

Le relief de diverses zones de la surface planétaire déforme d'une façon différente les signaux radio réfléchis, ce qui permet d'évaluer les dimensions de gros détails superficiels. Cette méthode a permis de dresser des cartes de radar de Vénus et de quelques secteurs de la Lune. La comparaison des impulsions radio atténuées par la réflexion permet d'établir certaines caractéristiques du sol de la planète, y compris sa perméabilité diélectrique.

§ 106. Deux groupes de planètes principales

D'après leurs caractéristiques physiques les planètes principales forment deux groupes: le groupe tellurique constitué par les planètes intérieures: Mercure, Vénus, la Terre et Mars, et le groupe jovien, celui des planètes géantes auquel appartiennent les planètes extérieures: Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Pluton, la planète la plus éloignée, est encore mal étudiée et pour le moment son appartenance à l'un des groupes n'est pas établie (fig. 115).

Les caractéristiques communes des planètes du groupe tellurique sont les dimensions et masse relativement peu grandes, la densité moyenne élevée, la surface solide. La plus grosse d'entre elles est la Terre, la plus petite, Mercure. Leurs paramètres physiques ont été étudiés surtout par radar et les moyens de la technique cosmique.

Les planètes géantes, dont la plus grande est Jupiter, possèdent des dimensions et masse importantes, une faible densité, une rotation axiale rapide, des atmosphères d'hélium et d'hydrogène étendues à faible teneur en ammoniac (NH_3) et en méthane (CH_4), et probablement ne possèdent pas de surface solide. Trois d'entre elles sont entourées d'anneaux constitués d'une multitude de petites particules solides.

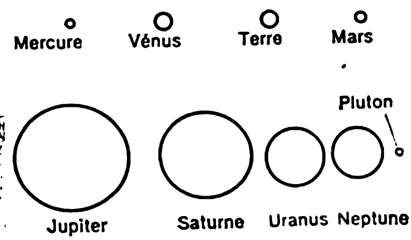


Fig. 115. Dimensions comparatives des planètes (les anneaux des planètes principales ne sont pas représentés). L'échelle des planètes géantes est réduite de 1,5 fois

Les renseignements sur la nature physique des planètes et de leurs satellites deviennent rapidement plus riches et certaines données secondaires sont assez vite dépassées. Nous donnons donc dans ce qui suit leurs caractéristiques principales sans entrer dans les détails de leurs propriétés géophysiques et géologiques.

§ 107. La Terre

La Terre, troisième planète à partir du Soleil (fig. 116) a la forme d'un sphéroïde à rayon équatorial $R_0 = 6378$ km et rayon moyen $R_m = 6371$ km (cf. § 42). Sa masse $M = 5{,}98 \cdot 10^{24}$ kg $\approx$ $\approx 6 \cdot 10^{24}$ kg est établie d'après la constante gravitationnelle $G =$ $= 6{,}674 \cdot 10^{-11}$ $m^3 \cdot kg^{-1} \cdot s^{-2}$ et l'accélération de la pesanteur à la surface terrestre. La détermination expérimentale de l'accélération de la pesanteur est assurée par des appareils à pendule. La période d'oscillation τ du pendule de longueur l est mesurée avec une précision élevée ; alors l'accélération de la pesanteur établie par des expériences

$$g' = 4\pi^2 \frac{l}{\tau^2}.$$

La valeur de g' est quelque peu inférieure à celle de l'accélération gravitationnelle g qui est affaiblie par la rotation de la Terre de la valeur de l'accélération centrifuge g_c. A l'équateur terrestre les mesures donnent $g' = 978{,}0$ cm/s² et $g_c = \frac{v_0^2}{R_0} = \frac{4\pi^2 R_0}{P_0^2} = 3{,}4$ cm/s², où $R_0 = 6378 \cdot 10^5$ cm et la période de rotation de la Terre $P_0 = 23^h 56^m 04^s = 86\ 164^s$.



Fig. 116. La Terre au-dessus de l'horizon lunaire

Par conséquent, à l'équateur terrestre l'accélération gravitationnelle

$$g_0 = g' + g_c = 978{,}0 + 3{,}4 = 981{,}4 \text{ cm/s}^2,$$

d'où en vertu de la loi de l'attraction universelle, la masse de la Terre

$$M = \frac{g_0 R_0^2}{G} = \frac{9.824 \cdot (6378 \cdot 10^3)^2}{6.674 \cdot 10^{-11}} = 5{,}98 \cdot 10^{24} \text{ kg}.$$

A la latitude géographique quelconque φ l'accélération de la pesanteur réduite au niveau de la mer

$$g_\varphi = g_0' = (g_{90} - g_0') \cdot \sin^2 \varphi,$$

où $g_0' = 978{,}0$ cm/s^2 (à l'équateur) et $g_{90} = 983{,}3$ cm/s^2 (au pôle, mesurée pour la première fois en 1937 par E. Fedorov à la station en dérive *Pôle Nord*).

La structure de la croûte terrestre, de son sous-sol, des massifs de montagnes et des abysses, ainsi que des gisements de minéraux

utiles étant inhomogène, les valeurs locales g' de l'accélération de la pesanteur peuvent différer légèrement de la moyenne de g_φ. Les écarts $\Delta g_\varphi = g'_\varphi - g_\varphi$ s'appellent *anomalies gravitationnelles*. Les anomalies positives $\Delta g_\varphi > 0$ témoignent souvent de la présence des minerais métalliques, et leurs valeurs négatives $\Delta g_\varphi < 0$, des fossiles légers, par exemple, du pétrole et du gaz.

La densité moyenne de la Terre $\rho = 5{,}52$ g/cm³, et de sa croûte, $\rho_{cr} = 2{,}70$ g/cm³, ce qui témoigne de la croissance de la densité avec la profondeur. La superficie totale de la surface terrestre est de $510{,}07 \cdot 10^6$ km², dont 29,2 % sont couverts par le sol ferme et 70,8 % par les océans et les mers. La vitesse critique (deuxième vitesse cosmique) à la surface de la Terre $v_p = 11{,}18$ km/s $\approx$ $\approx 11{,}2$ km/s.

L'atmosphère terrestre se compose suivant le volume de 78,1 % d'azote, de 20,9 % d'oxygène, de 0,9 % d'argon, de 0,03 % de gaz carbonique et d'additions négligeables de néon, d'hélium, d'hydrogène, de méthane et d'autres gaz. Le brassage des couches atmosphériques fait que cette composition se conserve à peu près jusqu'à une altitude de 100 à 120 km. La teneur en vapeur d'eau dépend pour beaucoup de la température de l'air et varie en moyenne de 0,2 % dans les régions polaires, à 3 % dans la zone équatoriale. Au-dessus de 10 ou 15 km la teneur en vapeurs d'eau est négligeable.

L'atmosphère forme quatre couches principales: la *troposphère*, la *stratosphère*, la *mésosphère* et la *thermosphère* (ou l'*ionosphère*). L'exploration par des fusées géophysiques et satellites artificiels a montré que les limites de ces couches ne sont pas bien nettes et les couches voisines chevauchent légèrement l'une sur l'autre. La troposphère, couche adhérente à la surface terrestre, s'étend jusqu'à 12 ou 18 km d'altitude, où la température tombe à —55 °C et la pression à 0,026 atm (26 hPa). La troposphère contient plus de 80 % de toute la masse de l'atmosphère et presque toutes les vapeurs d'eau. Au-dessus de la troposphère, jusqu'à la hauteur de 50 à 55 km se situe la stratosphère dont l'étage inférieur jusqu'à l'altitude de 20 ou 30 km comporte une couche relativement faible d'ozone (O_3) produite par les réactions photochimiques de la décomposition des molécules d'oxygène en atomes et leur combinaison ultérieure avec l'oxygène moléculaire. La couche d'ozone absorbe le spectre ultraviolet (2000 à 3000 Å) du rayonnement solaire, ce qui fait que la température de la stratosphère monte progressivement pour atteindre 0 °C à sa frontière supérieure. La pression baisse jusqu'à $3 \cdot 10^{-3}$ atm (3 hPa).

Au-dessus de la stratosphère jusqu'à l'altitude de 80 à 85 km s'étend la mésosphère, où la température tombe à —80 °C et la pression à $7 \cdot 10^{-5}$ atm (7 Pa). Plus haut que la mésosphère jusqu'à une altitude d'environ 1800 km se trouve la thermosphère dont l'état physique est celui d'un plasma faiblement ionisé qui se forme sous l'action du rayonnement ultraviolet du Soleil. C'est ce qui fait don-

ner également à la thermosphère le nom d'ionosphère. Dans la thermosphère la température augmente brusquement et à la hauteur d'environ 400 km monte à peu près jusqu'à 1200 °C * pour ne changer pratiquement plus jusqu'à la frontière supérieure de l'atmosphère.

Depuis la hauteur de 100 ou 120 km la composition de l'atmosphère commence à se modifier. A l'étage allant jusqu'à 400 km domine l'azote moléculaire, alors que l'oxygène se trouve à l'état atomique. Entre 400 et 700 km domine l'oxygène atomique, et à une hauteur plus grande, jusqu'à 1000 ou 1500 km, l'hélium et l'hydrogène qui quittent progressivement l'atmosphère. A cette hauteur la densité du gaz est négligeable et la pression est de l'ordre de 10^{-14} atm (10^{-2} Pa).

Pour juger de la structure interne de la Terre on recourt aux données indirectes de la géophysique et surtout de la *sismologie* (science relative à la propagation des ondes élastiques dans la Terre). L'étude géologique directe de la croûte terrestre ne fait au fond que commencer. On y a foré seulement deux trous de 9,2 et 9,6 km de profondeur (aux Etats-Unis) et on perce en U.R.S.S. (dans la presqu'île de Kola et au Caucase) deux trous allant jusqu'à 15 à 20 km de profondeur.

Il est d'usage d'admettre aujourd'hui que l'épaisseur de la croûte terrestre sous les océans est de 6 à 10 km, alors que sous les continents elle est de 35 à 70 km (fig. 117). La couche supérieure de la croûte d'une épaisseur de 5 ou 7 km se compose surtout des oxydes de silicium, d'aluminium, de fer et de métaux alcalins. La couche moyenne est granitique (elle contient jusqu'à 70 % de silice) ; son épaisseur va de 35 à 40 km, mais par endroits le granit affleure à la surface du jour. La couche inférieure d'une épaisseur à peu près de 30 km est constituée de basaltes. La température des couches de l'écorce terrestre monte avec la profondeur. Lors du forage du trou dans la presqu'île de Kola il s'est avéré que jusqu'à 3 km la température montait de 1 °C tous les 100 mètres, et plus loin elle augmentait d'abord de 2 °C, puis de 2 °,5. A la profondeur de 10 km la température atteint 180 °C. Sa montée rapide s'explique par le flux thermique puissant qui vient du sein chaud de la Terre. Sur toute la profondeur de la sonde ont été décelés des gaz (hélium, hydrogène, azote, méthane et autres hydrocarbures) et des courants d'eau à haute teneur en brome, iode et métaux lourds.

Sous la croûte repose la couche qui porte le nom de *manteau*. Elle se compose surtout de basaltes et de silicates en fusion, mais à l'état visqueux. Le manteau est le siège de formation des foyers des tremblements de terre importants et du volcanisme. Sa frontière

* Ce n'est pas une température thermodynamique, dont nous avons l'habitude dans la vie courante, mais une température cinétique, définie d'après l'énergie cinétique des particules à très grand libre parcours dans les couches raréfiées de l'atmosphère.

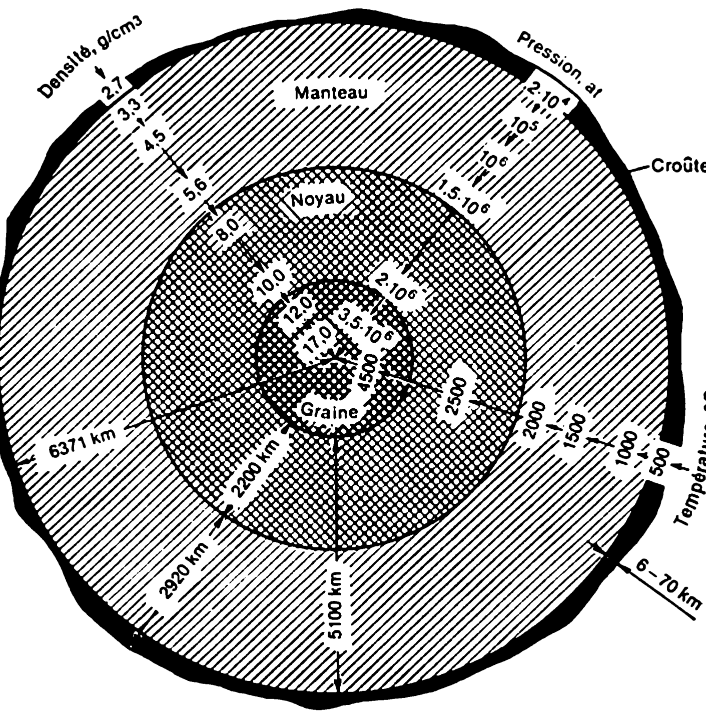


Fig. 117. Structure interne de la Terre

inférieure passe par une profondeur d'environ 2920 km sous laquelle se trouve le noyau d'une épaisseur à peu près de 2200 km. Au-dessus de cette frontière la densité de la matière est proche de 5,6 g/cm³ mais plus bas elle augmente en saut jusqu'à 8 et plus loin jusqu'à 10 g/cm³, la température s'échelonnant de 2000 à 4500 °C, et la pression, de 1,5·10 atm (150 HPa) à $2 \cdot 10^6$ atm (200 HPa). Les propriétés de la matière du noyau sont celles d'un liquide visqueux, elle possède une conductibilité électrique. A l'intérieur du noyau extérieur se trouve la *graine* d'un rayon de 1250 km qui possède les propriétés d'un corps solide. Dans la zone centrale de la graine la température atteint 8000 à 9000 °C, la pression environ $3{,}5 \cdot 10^6$ atm (350 HPa) et la densité d'après des évaluations différentes de 12 à 17 g/cm³.

D'après les variations négligeables de la latitude géographique de divers lieux on a découvert que les pôles géographiques de la Terre se déplacent systématiquement de divers côtés de leur position moyenne pas plus qu'à 0″,4, c'est-à-dire errent à la surface terrestre dans les limites d'un carré au côté d'environ 24 m. Dans les mouvements des pôles on distingue deux périodes: la période de

14 mois, période de Chandler due aux oscillations libres de la Terre, et de 12 mois (annuelle) liée à la circulation saisonnière de l'atmosphère et les déplacements de la couverture de neige et de glace. Sur ces périodes se superposent encore des oscillations aléatoires négligeables provoquées par les déplacements de grosses masses au sein de la Terre.

Le mouvement des pôles géographiques est étudié par le Service International des Latitudes qui compte cinq stations principales établies à la même latitude géographique $\varphi = 39°08'$ à Mizousawa (Japon), Ukiah et Gaithersburg (Etats-Unis), Carloforte (Italie) et Kitab (R.S.S. d'Ouzbékie) qui porte le nom d'Ulug Beg (1394-1449), grand astronome ouzbek.

La conductibilité électrique de la graine et la présence dans cette graine des courants électriques expliquent le champ magnétique de la Terre. L'espace circumterrestre, où se manifeste le champ magnétique s'appelle magnétosphère. L'axe de cette dernière est incliné à l'axe de rotation à 11°,5 et passe à la distance de près de 450 km du centre de la Terre. Les points d'intersection de l'axe de la magnétosphère avec la surface terrestre s'appellent *pôles géomagnétiques*. La position des deux pôles est presque invariable: les coordonnées géographiques du pôle géomagnétique Nord étant proches de $\lambda = 290°$ et de $\varphi = +79°$, et du pôle Sud, de $\lambda = 110°$ et de $\varphi = -79°$. L'équateur géomagnétique est incliné à l'équateur géographique sous le même angle de 11°,5. Dans la zone de l'équateur géomagnétique l'intensité du champ magnétique est de 0,31 Gs, et des pôles magnétiques, de 0,62 Gs.

On a établi par exploration cosmique que la magnétosphère terrestre est très étendue (fig. 118). Elle présente un obstacle à la propagation rectiligne du vent solaire qui la comprime quelque peu et restreint ses dimensions, surtout du côté vis-à-vis du Soleil. Sous l'action du vent solaire la forme de cette région de la magnétosphère devient proche de celle d'une surface sphérique dont le rayon est d'environ 70 000 km. En contournant la magnétosphère à la vitesse de 450 km/s le vent solaire la comprime également des « côtés ». Mais du côté opposé au Soleil la magnétosphère s'étend à la distance de 120 000 km en une queue géomagnétique. Sa frontière s'appelle *magnétopause.*

La magnétosphère est envahie par une multitude de particules chargées électriquement que sont les *rayons cosmiques* et qui forment le vent solaire. Les particules des rayons cosmiques à énergie supérieure à 10^3 MeV traversent la magnétosphère et attaquent les couches supérieures de l'atmosphère, où ils engendrent des *rayons cosmiques secondaires.* Les particules du vent solaire, surtout les protons et les électrons, d'une énergie variant d'une centaine d'électrons-volts à des centaines de mégaélectrons-volts, sont captés par la magnétosphère et s'y déplacent sur des trajectoires en spirale en formant au-

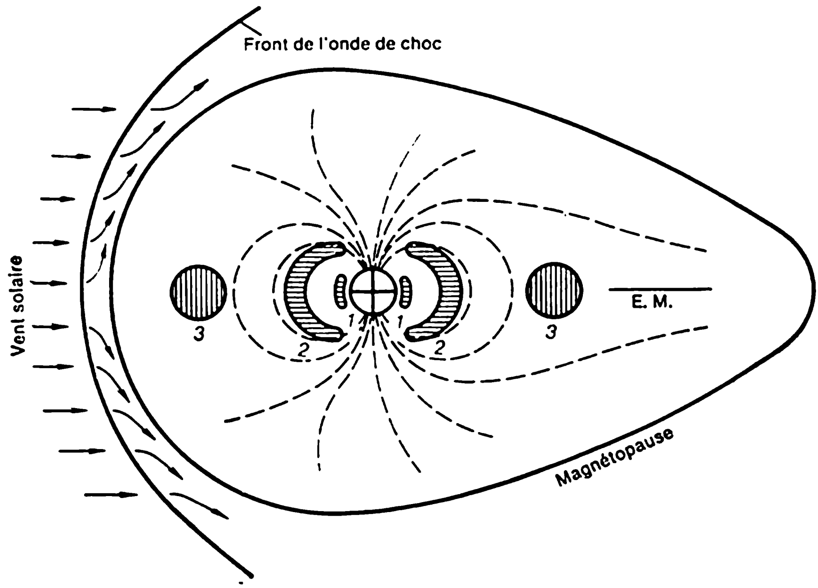


Fig. 118. Magnétosphère et ceinture de radiation de la Terre
⊕, Terre avec les lignes de force magnétiques; ceinture de radiation: *1*, zone intérieure; *2*, zone moyenne; *3*, zone extérieure ou courant annulaire; é.m., équateur magnétique

tour de l'équateur géomagnétique un anneau à renflement appelé ceinture de radiation (cf. fig. 118). Les particules pénètrent en fonction de leur énergie à des profondeurs différentes de la magnétosphère en formant dans la ceinture de radiation trois maxima ou zones: zone intérieure (2400 à 5600 km au-dessus de la surface terrestre), moyenne (12 000 à 24 000 km) et extérieure (50 000 à 60 000 km), composée d'électrons. Les frontières des zones sont conventionnelles et changent légèrement sous l'action du vent solaire. Ces zones sont considérées souvent comme des ceintures isolées.

L'intensité du vent solaire dépend de l'activité solaire: lorsqu'elle croît, le vent solaire augmente lui aussi. Alors, aux hautes latitudes géographiques et géomagnétiques, où les lignes de force de la magnétosphère sont condensées et perpendiculaires à la surface terrestre, les particules du vent solaire pénètrent dans l'ionosphère, renforcent son ionisation et à la hauteur de 400 à 1000 km au-dessus de la Terre provoquent une luminescence qui se manifeste par des *aurores polaires*. Le vent solaire devenant plus fort compromet la structure du champ magnétique terrestre, dont les perturbations portent le nom d'*orages magnétiques*.

L'unique satellite naturel de la Terre est la Lune.

§ 108. La Lune

La Lune est un corps sphérique froid à surface solide, d'un rayon $R = 1738$ km ou de 0,2725 du rayon terrestre. Sa masse égale à $1/81,30 = 0,0123$ de masse terrestre est établie exactement d'après le mouvement des satellites artificiels placés à reprises multiples en 1966-1971 sur des orbites *circumlunaires*. Le 3 avril 1966 l'appareil cosmique soviétique *Luna-10* est devenu le premier satellite artificiel de la Lune. La densité moyenne de la Lune $\rho = 3,35$ g/cm³, ou 0,6 de la densité terrestre, l'accélération de la pesanteur à sa surface, $g = 1,63$ m/s² (6 fois inférieure à sa valeur terrestre) et la vitesse critique $v_p = 2,38$ km/s. La période de rotation de la Lune $P = 27^j,32$ et la durée de son jour solaire, $S = 29^j,53$. La Lune est privée d'eau et d'atmosphère. L'accélération de la pesanteur étant faible, l'atmosphère lunaire, si jamais elle a existé, ne pouvait pas être dense, analogue à celle de la Terre ; pendant la longue journée lunaire de $14^j,8$ la surface s'échauffe jusqu'à + 130 °C à laquelle la vitesse des molécules légères devient supérieure à 2,4 km/s, ce qui a défini leur évasion de ce corps céleste. Sans aucun doute aujourd'hui encore le sol lunaire dégage en petite quantité des gaz, y compris du gaz carbonique (CO_2), mais les molécules lourdes dissociées par le rayonnement solaire quittent également la Lune. La nuit la température à sa surface baisse jusqu'à — 170 °C.

Le relief de l'hémisphère lunaire en regard de la Terre est bien visible même dans de petits télescopes. Les vastes dépressions circulaires ont reçu dès le XVIIe siècle le nom de *mers* : mer de la Tranquillité, mer de la Sérénité, mer des Crises, mer des Pluies, mer des Nuées, etc. (fig. 119). Leurs dimensions varient de 200 à 1200 km de diamètre. La plus grande d'entre elles qui s'étend sur plus de 2000 km s'appelle océan des Tempêtes. La surface aplanie des mers est couverte de matière sombre, y compris d'une lave solidifiée, issue autrefois du sein de la Lune. L'océan des Tempêtes et les plus grandes mers sont visibles à l'œil nu sous la forme de taches sombres.

A la surface des mers on observe des plis et des collines, ainsi que des élévations peu grandes en pointe que sont les sommets de petites montagnes recouvertes par la suite par la lave solidifiée. Les zones littorales des mers à contours caractéristiques s'appellent *golfes* (golfe des Iris dans la mer des Pluies, golfe Torride dans l'océan des Tempêtes, etc.), alors que les dépressions sombres isolées peu grandes sont appelées *lacs*. Les mers et les lacs couvrent à peu près 40 % de la surface lunaire visible et reposent pour la plus grande part dans l'hémisphère Nord. L'autre partie (60 %) de la surface lunaire constitue des *régions continentales* couvertes aussi bien de *montagnes* isolées que de *chaînes de montagnes*. La plupart des chaînes s'étendent le long des bords des mers et portent les noms terrestres. Ainsi, la mer des Pluies est limitée au Nord-Est par les Alpes, à l'Est, par

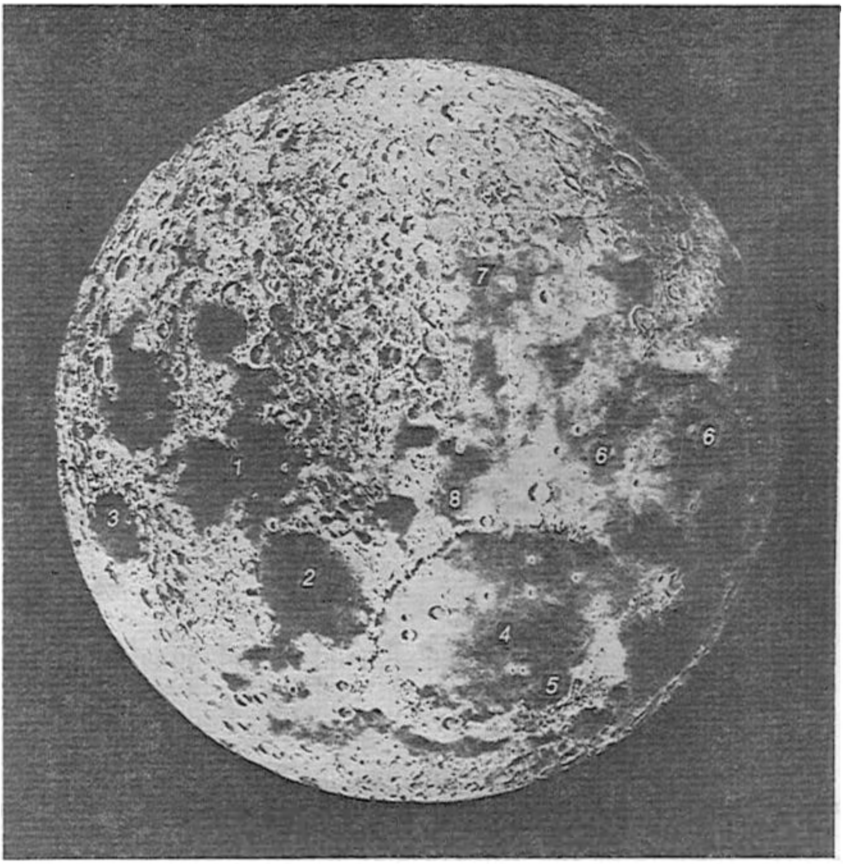


Fig. 119. Photographie de la Pleine lune (Nord en bas)
1, Mer de la Tranquillité; *2*, Mer de la Sérénité; *3*, Mer des Crises; *4*, Mer des Pluies; *5*, Golfe des Iris; *6*, Océan des Tempêtes; *7*, Mer des Nuées; *8*, Golfe Torride

le Caucase, au Sud-Est, par les Apennins, et au Sud, par les Carpates (fig. 120). La chaîne de montagnes Taur s'étend le long du bord oriental de la mer de la Sérénité, et les Balkans la délimitent du Sud-Ouest. Certaines chaînes des montagnes portent le nom des savants : les monts de d'Alembert, les monts Leibnitz, etc. La hauteur des montagnes est différente, certains pics s'élèvent jusqu'à 8 km. Les versants des montagnes sont découpés par de nombreux défilés et crevasses, et entre les montagnes s'étendent de longues vallées. Ainsi, la longueur de la vallée des Alpes est proche de 170 km, sa largeur variant de 5 à 15 km. La Lune possède également de nombreux plateaux à versants raides, des crevasses larges et étroites



Fig. 120. Mer des Pluies
Cratères: *1*, Archimède; *2*, Aristyllus; *3*, Autolycus; *4*, Platon; chaînes de montagnes; *5*, Apennins (vues au télescope)

dans la croûte se prolongeant à des dizaines et même des centaines de kilomètres. Il existe des *failles* dont l'une des lèvres forme des falaises raides et étendues. La falaise la plus grosse, d'une hauteur de 300 m et longue de plus de 100 km se trouve dans la mer des Nuées et s'appelle Mur Droit.

Le relief de la surface lunaire se présente le mieux à la vue lorsqu'elle est éclairée par des rayons solaires obliques, surtout près du *terminateur* qui sépare l'hémisphère diurne de l'hémisphère nocturne, du fait que près du terminateur les ombres des montagnes même peu hautes sont très longues.

Les régions montagneuses de la surface lunaire sont couvertes d'une multitude de *cratères*, moins nombreux dans les mers. Les dimensions des cratères varient de 1 m à 250 km. Les cratères gros et moyens suivant les dimensions sont connus depuis les premières observations télescopiques et portent les noms des savants: Hérodote, Timocharis, Hipparque, Copernic, Kepler, etc. Dans la mer



Fig. 121. Lune au Premier Quartier (vue au télescope)
Cratères: *1*, Ptolémée; *2*, Alphonse; *3*, Arzachel; Mers: *4*, de la Sérénité; *5*, de la Tranquillité; *6*, des Crises; *7*, de la Fécondité

des Pluies se dégagent nettement (cf. fig. 120) les grands cratères Archimède ($d = 73$ km), Arystyllus ($d = 51$ km) et Autolycus ($d = 36$ km), alors que dans les régions montagneuses, au milieu du disque lunaire, il y a des chaînettes entières de gros cratères, y compris Ptolémée ($d = 145$ km), Alphonse ($d = 124$ km) et Arzachel ($d = 92$ km) (fig. 121).

De nombreux cratères grands et moyens sont entourés de remparts (montagnes circulaires) et ont un fond uni, où au milieu s'élève le monticule central ou piton. D'autres ont la forme d'entonnoirs formés par des explosions. C'est également la forme de tous les petits cratères de quelques mètres de diamètre. De petits cratères couvrent abondamment la surface lunaire et même le fond et les remparts des



Fig. 122. Photographie du cratère Copernic d'une hauteur de 25 km

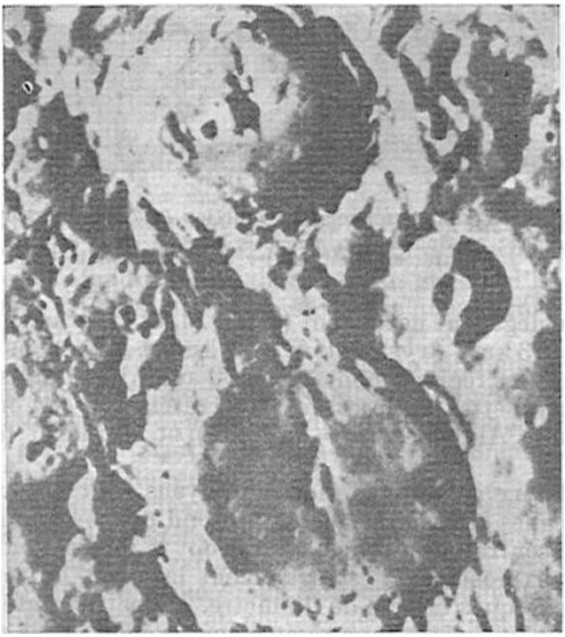


Fig. 123. Cratère Alphonse

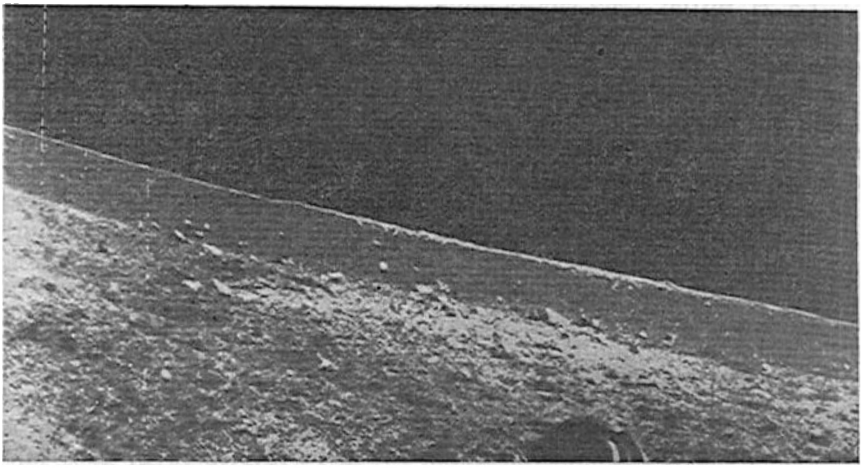


Fig. 124. Paysage lunaire transmis par la sonde Luna-9

formations plus grandes. Ces petits cratères et même les cratères des dimensions plus grandes (10 à 15 km de diamètre) résultent des explosions produites par les collisions des corps météoritiques avec la Lune. Quant aux grands cratères, surtout ceux à monticule central, leur origine est volcanique. D'après la photographie du cratère Copernic obtenue d'une hauteur de 25 km par l'un des satellites artificiels de la Lune, le fond de tels cratères présente des indices évidents de volcanisme (fig. 122).

Les manifestations d'un faible volcanisme sur la Lune sont également observées de nos jours. Au mois de novembre 1958, N. Kozyrev, astronome de Poulkovo, a observé une luminescence blanche brillante au sommet du piton central du cratère Alphonse (fig. 123). Sur les spectrogrammes de ce cratère on a découvert des raies d'émission de carbone. C'est aussi au volcanisme que doivent probablement leur origine les longs rayons clairs qui s'étendent radialement à partir de certains gros cratères (par exemple, à partir de Tycho, Copernic, Kepler) à des distances de plusieurs centaines et même milliers de kilomètres. Ce sont des chaînettes de petits cratères dus aux coups portés par de grosses masses éjectées dans un passé lointain par les grands cratères ; ces chaînettes sont couvertes d'une matière à grains fins qui diffuse fortement la lumière solaire.

Le 3 février 1966 la sonde automatique soviétique *Luna-9* lancée de la Terre le 31 janvier 1966 s'est posée en douceur pour la première fois à la surface lunaire, dans l'océan des Tempêtes. Le 4 et le 5 février cette sonde a transmis à la Terre l'image du paysage lunaire (fig. 124).

Le 21 juillet 1969 sur la Lune dans la mer de la Sérénité s'est posée la capsule d'atterrissage *Aigle* du vaisseau cosmique américain *Apollo-11* avec des hommes qui les premiers ont foulé le sol lunaire ; c'étaient N. Armstrong et E. Aldrin. Ils ont placé sur la Lune quelques appareils scientifiques, y compris des séismographes, ont pris des échantillons du sol lunaire, retourné dans le vaisseau qui demeurait sur l'orbite circumlunaire, où ils étaient attendus par l'astronaute M. Collins, et le 24 juillet sont revenus sur la Terre. Pendant les deux ans et demi qui suivirent encore cinq expéditions américaines ont visité la Lune.

Les séismographes établis à la surface lunaire ont enregistré de faibles tremblements de lune, dont certains sont probablement provoqués par la chute des météorites, alors que d'autres sont dus aux processus séismiques au sein de la Lune.

Les savants soviétiques étudient la Lune à l'aide des engins automatiques. Le 20 septembre 1970 dans la mer de la Fécondité a atterri la sonde automatique *Luna-16*, le 14 février 1972, dans une autre région de cette même mer, *Luna-20* et le 18 août 1976, dans la mer des Crises, *Luna-24*. Toutes les trois sondes ont foré le sol lunaire, pris des échantillons et les ont apportés sur la Terre.

Le 17 novembre 1970 la sonde *Luna-17* a placé dans la mer des Pluies un engin autoporteur *Lunokhod-1* d'une masse de 765 kg ; le 16 janvier 1973, la sonde *Luna-21* a atterri dans la mer de la Sérénité avec *Lunokhod-2*. Les deux engins étaient commandés par radio à partir de la Terre. Au total en une année et demie ils ont réalisé de nombreuses transmissions télévisées du paysage lunaire, des études chimiques et mécaniques détaillées des propriétés du sol qui s'est avéré presqu'aussi résistant que les roches terrestres.

L'analyse des échantillons du sol lunaire apportés sur la Terre a montré que la densité moyenne du sol est proche de 1,5 g/cm³ et sa composition chimique est analogue aux roches terrestres, mais certains éléments lourds (chrome, titane, zirconium) y sont quand même en excès, alors que des éléments légers, notamment le potassium, et le sodium, sont en défaut. La faible densité du sol s'explique par sa forte porosité (jusqu'à 50 %). Parmi les petites particules et la poussière (nom commun : *régolithe*) il y a des additions de la matière météoritique. D'après les évaluations différentes, l'âge des roches lunaires est de 3,1 à 4,2 milliards d'années, ce qui permet d'admettre que l'âge de la Lune est proche de 4,6 milliards d'années, c'est-à-dire de celui de la Terre.

L'hémisphère lunaire invisible de la Terre (face opposée de la Lune) a été photographié pour la première fois le 7 octobre 1959 par la sonde spatiale soviétique *Luna-3* qui a survolé la Lune. Une photographie plus détaillée de la face opposée a été réalisée par les stations soviétiques *Zond-3* (juillet 1965), *Zond-6* (novembre 1968) et *Zond-7* (août 1969). Il s'est avéré qu'elle diffère quelque peu de

l'hémisphère visible (fig. 125). Elle est également couverte de cratères de diverses dimensions, mais les grandes mers sont absentes. Quelques petites mers couvrent seulement 10 % de la surface de cet hémisphère; l'une d'elle a reçu le nom d'Orientale et une autre celui de Moscou avec le golfe des Astronautes.

Aux grands cratères de la face opposée de la Lune sont attribués les noms des personnalités éminentes de la science et des arts : Lomonossov, Tsiolkovski, Korolev, Frères Vavilov, Parenago, Pogson, Hertzschprung, Bélopolski, etc.

De petits écarts dans le mouvement des satellites artificiels ont permis de déceler sur la Lune des anomalies gravitationnelles positives analogues à celles de la Terre. On les explique par des concentrations locales dans la croûte de la matière à densité accrue. Ces densifications locales sont appelées *mascones* (concentrations de la masse).

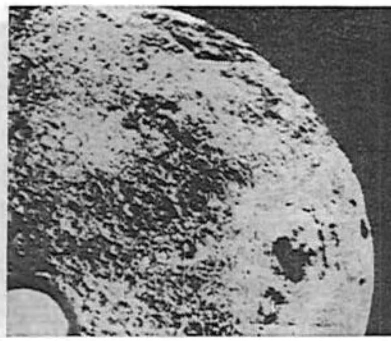


Fig. 125. Photographie de la face invisible de la Lune

Les propriétés réflectrices de la surface lunaire ne sont pas importantes. Son pouvoir de réflexion moyen (*albédo*) dans les rayons visuels est proche de 0,07, pour les continents étant de 0,09, et pour les mers légèrement supérieur à 0,04. La conductivité thermique de la surface lunaire est également basse et s'apparente à celle du sable. D'après le rayonnement radio de la Lune (bien faible) dans des gammes différentes, il est établi que les variations de la température sous la couche superficielle du sol provoquées par le réchauffement pendant le jour et le refroidissement pendant la nuit, diminuent rapidement avec la profondeur et déjà à 40 cm de la surface la température proche de — 50 °C reste constante. Dans les couches plus profondes la température croît progressivement sous l'action de la chaleur interne et à 40 km du sol atteint + 300 °C.

L'épaisseur de la croûte lunaire ne dépasse pas probablement 50 à 60 km ; plus loin jusqu'à la profondeur de 1000 km repose le manteau, alors que le diamètre du noyau n'est pas supérieur à 1500 km. Pour le moment il est difficile de juger de l'état physique du noyau, mais il est évident qu'il se compose de silice et qu'il est presque dur, du fait que la faible densité moyenne et les dimensions rendent peu probables une pression dans le noyau supérieure à $6 \cdot 10^5$ atm ($60 \times \times 10^3$ MPa), et une température supérieure à 1000 °C. Il semble que la faible conductibilité électrique du noyau et la rotation lente de la Lune la privent de champ magnétique.

§ 109. Mercure

Mercure est la planète la plus proche du Soleil et la plus petite du groupe tellurique*. Son diamètre est de 4800 km (0,383 du diamètre terrestre), sa masse est de 0,055 de la masse terrestre, la densité moyenne est de 5,42 g/cm^e, et son albédo est de 0,06 (presque comme celui de la Lune).

Les photographies de Mercure obtenues par la sonde spatiale américaine *Mariner-10* à des distances s'échelonnant de 233 000 km à



Fig. 126. Cratères de Mercure. Le diamètre du plus grand est de 105 km

7340 km et celles réalisées par la même sonde lors de ses deux rapprochements ultérieurs avec la planète, ont révélé sa ressemblance avec la Lune (fig. 126). L'abondance de petits et de gros cratères de 50 m à 200 km de diamètre, parfois avec des rayons clairs et des pitons centraux; des vallées profondes et larges (jusqu'à 10 km), des sillons et des cassures dans la croûte; de grosses falaises hautes de 2 à 3 km et s'étendant sur des centaines de kilomètres; des collines et des chaînes de montagnes réparties loin l'une de l'autre à sommets hauts s'élevant jusqu'à 4 km, telle est la surface de Mercure. De nombreux cratères ont reçu les noms des personnalités éminentes de la science et de l'art, par exemple, les cratères Pouchkine, Lermontov, Tourguénev, Tchaïkovski, etc.

* La plus petite des grandes planètes du Système solaire est Pluton.

Le fond de certains cratères est couvert de lave solidifiée, visible également aux versants des montagnes. Par endroits les courants de lave solidifiée sont percés par des pics des montagnes. Des rayons clairs issus de grands cratères forment, probablement comme sur la Lune, des chaînettes très serrées de petits cratères et de la matière à grains fins dispersée tout autour. On n'en a pas décélé de dépressions sombres et vastes ou « mers » (d'après la nomenclature lunaire), sauf une de 1300 km de diamètre, appelée mer Torride (Caloria), bien qu'il existe de petites dépressions. Dans la mer Caloria les cratéres sont peu nombreux, par contre elle est coupée d'une multitude des crevasses.

Les phases de la planète bien marquées, le relief vif de la surface et les ombres très nettes des montagnes témoignent de l'absence de l'atmosphère.

Les observations par radar à partir de la Terre ont établi que Mercure est animé d'une rotation ralentie autour de l'axe dans la direction directe (comme celle de la Terre) de période $P = 58{,}65$ jours terrestres, ce qui fait exactement deux tiers de la période de sa révolution autour du Soleil, égale à $T = 87^{\text{j}},97$ ($T \approx 88^{\text{j}}$). La période de rotation de la planète détermine la durée du jour solaire S ou l'intervalle de temps entre deux midis consécutifs. La durée du jour solaire S au Mercure se calcule sans peine d'après l'équation du mouvement synodique (5.9):

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{P} - \frac{1}{T};$$

posons ici $P = \frac{2}{3}T$. On obtient alors que le jour solaire de Mercure dure $S = 2\,T = 176$ jours terrestres ou deux années mercuriennes. Du lever au coucher du Soleil passe tout une de ses années (88 jours terrestres) et la nuit dure autant!

Les passages inférieurs de Mercure avec le Soleil reviennent en moyenne tous les 116 jours, c'est-à-dire toutes les deux périodes de la rotation de la planète autour de son axe.

D'après les explorations de *Mariner-10* l'axe de rotation de la planète est presque perpendiculaire au plan de son orbite et ne s'en écarte que d'un angle $\varepsilon = 1°$.

Pendant le jour si long la surface de la zone équatoriale de la planète s'échauffe jusqu'à +430 °C, et des zones tempérées, jusqu'à + 340 °C. La nuit la surface se refroidit jusqu'à —180 °C. Le rayonnement radio (peu grand) émis par Mercure a permis d'établir qu'à quelques décimètres de la surface la température en profondeur est constante et proche de +80 °C.

On a découvert sur Mercure un faible champ magnétique dont l'intensité est à peu près 100 fois inférieure au champ terrestre. L'axe du dipôle magnétique forme avec l'axe de rotation de la planète un

angle de 12°. Sur l'hémisphère du jour la magnétosphère est fortement comprimée par le vent solaire. Le champ magnétique et la densité moyenne importante confirment que Mercure possède un noyau assez dense, dont le rayon est proche de 0,79 du rayon de la planète, c'est-à-dire de 1900 km. L'épaisseur de l'enveloppe de silice de la planète est d'environ 550 km.

Mercure ne possède pas de satellite.

§ 110. Vénus

La surface de Vénus est inaccessible aux observations optiques à partir de la Terre, étant couverte d'une atmosphère dense de nuages discernée par M. Lomonossov le 6 juin 1761 pendant le passage de Vénus par le disque du Soleil. La plupart des caractéristiques physiques de la planète est obtenue par des méthodes d'étude par radio et par les explorations cosmiques.

La masse de Vénus égale à 0,815 de la masse de la Terre a été déterminée en octobre 1967 d'après l'incurvation de la trajectoire de la sonde spatiale américaine *Mariner-5* qui a passé dans le champ d'attraction de la planète à la distance de 4000 km de sa surface, et d'après la révolution de deux premiers satellites artificiels soviétiques de la planète, *Venera-9* et *Venera-10*, placés sur des orbites circumvénusiennes respectivement le 22 et le 25 octobre 1975.

Les multiples observations par radar réalisées aux Etats-Unis et en U.R.S.S. de 1961 à 1978 ont permis d'établir que le rayon de Vénus $R = 6052$ km $= 0{,}950$ du rayon terrestre et, par suite, la densité moyenne de la matière de la planète est égale à 5,24 g/cm³. Tous ces paramètres sont analogues à leurs valeurs terrestres; on est donc autorisé à supposer que Vénus et la Terre ressemblent également suivant leur structure interne.

L'axe de rotation de la planète ne s'écarte de la perpendiculaire au plan de son orbite que de 3° (d'après les évaluations différentes, de 1 à 4°), la planète tournant autour de l'axe de l'Est vers l'Ouest (à la rencontre de la rotation de la Terre) avec une période $P =$ $= 243{,}15$ jours. Cette rotation est dite rétrograde et à sa période on affecte le signe moins; l'inclinaison admise de l'axe de Vénus est de 177°.

La période de révolution de Vénus autour du Soleil $T = 225^{\mathrm{j}}$ et sa période de rotation $P = -243^{\mathrm{j}}$ permettent de calculer sans peine la durée S du jour solaire:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T} - \frac{1}{P} = \frac{1}{225} - \frac{1}{-243} = \frac{243+225}{225\cdot 243},$$

ce qui donne $S = 117$ jours.

La période synodique de la révolution de Vénus autour du Soleil est égale à 584 jours et compte 5 jours vénusiens solaires ($5\cdot 117 =$

= 585 jours). C'est pourquoi lors de la conjonction inférieure avec le Soleil Vénus montre à la Terre toujours la même face.

L'accélération de la pesanteur à la surface de Vénus vaut 0,90 de celle de la Terre, et la vitesse critique $v_p = 10{,}4$ km/s; la planète maintient donc une atmosphère dense qui est à l'origine d'un phénomène intéressant non observé ni sur la Lune ni sur Mercure: lorsque près de la conjonction inférieure Vénus se présente dans la phase de croissant étroit, ses cornes s'allongent d'une façon singulière et parfois deviennent jointives. Ce phénomène appelé *arc crépusculaire* s'explique par la réfraction de la lumière solaire qui traverse l'atmosphère de la planète.

Les explorations directes de l'atmosphère de la planète ont été réalisées surtout par les sondes automatiques soviétiques du type Venera dans les années 1967 à 1982. La sonde *Venera-7* s'est posée à la surface de l'hémisphère nocturne de la planète le 15 décembre 1970; puis dans des zones éloignées les unes des autres de l'hémisphère du jour se sont posées les sondes *Venera-8* (le 22 juillet 1972), les capsules largables des sondes *Venera-9* (le 22 octobre 1975) et *Venera-10* (le 25 octobre 1975), les sondes *Venera-12* (le 21 décembre 1978) et *Venera-11* (le 24 décembre 1978), les capsules largables des sondes *Venera-13* (le 1 mars 1982) et *Venera-14* (le 5 mars 1982).

Il s'est avéré que l'atmosphère de Vénus se compose presque de 97 % de gaz carbonique (CO_2) et contient près de 2 % d'azote, 0,01 % d'oxygène et environ 0,05 % de vapeurs d'eau. Les faibles additions de l'oxyde de carbone (CO), de l'oxygène atomique, de l'hélium et de l'hydrogène se trouvent à la hauteur de plus de 250 km au-dessus de la surface de la planète. La densité de l'atmosphère à la surface est de plus de 70 fois plus grande que celles des couches les plus basses de l'atmosphère terrestre, alors que la pression atmosphérique atteint 95 atm (9,5 MPa). La réfraction des rayons de lumière provoquée par la densité élevée de l'atmosphère est si forte que l'horizon visible à la surface de Vénus semble surélevé et l'observateur aurait l'impression de se trouver au fond d'une cuvette profonde.

Le gaz carbonique qui domine dans l'atmosphère produit sur Vénus un effet de serre: les rayons solaires visuels traversent l'atmosphère (bien que pas complètement) et tout au cours de la longue journée vénusienne chauffent sensiblement la surface; mais le rayonnement thermique de cette dernière, y compris celui issu de l'intérieur de la planète, est presque en entier retenu par le gaz carbonique et s'échappe dans l'espace avec une lenteur extrême. Il s'ensuit que la température de la surface de Vénus et des couches inférieures de l'atmosphère qui adhèrent aux deux hémisphères (du jour et de la nuit) monte jusqu'à + 470 ou + 480 °C.

Avec l'augmentation de la distance à partir de la surface la température et la pression de l'atmosphère tombent rapidement. Ainsi, à la hauteur H = 10 km la température $t°$ = + 330 °C et la pres-



Fig. 127. Photographie de Vénus prise d'une petite distance

sion $p = 27$ atm (2,7 MPa), alors qu'à $H = 80$ km, $t° = -40$ °C et $p = 0{,}02$ atm (20 hPa).

La couche de nuages de la planète forme trois étages, commence à peu près à 50 km de sa surface et s'étend jusqu'à une hauteur de 70 km, mais même l'étage inférieur le plus dense ressemble à une brume légère. La couche nuageuse n'est pas continue, sa structure est zonale, bien discernable sur les photographies (fig. 127). La nature des nuages n'est pas encore établie, mais d'après leurs caractéristiques physiques l'étage supérieur est constitué probablement par les gouttes de l'acide sulfurique à 80 % additionnées des chlorures.

Dans l'atmosphère de Vénus on a décelé des courants d air (vents) dont la vitesse dans la couche au ras du sol n'est pas grande, 1 m/s environ, mais qui croît avec la hauteur et à la frontière inférieure de la couche des nuages atteint 100 ou 140 m/s. Dans les couches supérieures de l'atmosphère on a découvert une circulation dans le sens direct (c'est-à-dire à la rencontre de la rotation de la planète) à période de quatre jours terrestres. Bien plus bas que la couche nuageuse on a enregistré des décharges d'orage.

L'atmosphère dense de Vénus absorbe la gamme des ondes courtes du spectre de la lumière solaire; aussi le ciel nuageux visible de l'hémisphère éclairé est-il d'une couleur orange. Bien que l'atmosphère de Vénus et sa couverture de nuages reflètent 76 % de la lumière solaire, l'éclairement de l'hémisphère du jour est assez important et d'après les mesures directes réalisées par les appareils des sondes soviétiques il est à peu près le même que par un jour brumeux sur la Terre. Ceci est confirmé par les paysages bien nets des régions d'atterrissage transmis par les capsules d'atterrissage des sondes *Venera-9*, *-10*, *-13* et *-14*. La capsule largable de *Venera-13* s'est posée en un lieu de montagnes volcaniques à une hauteur de 2 km environ, où l'on discerne des flots de lave solidifiée, une multitude des pierres anguleuses et de gros blocs. Quant à la capsule largable de *Venera-14*, elle a atterri en un point de la plaine à collines peu élevées (près de 0,5 km), où abondaient de grosses plaques de pierres constituées de roches couvertes d'éboulis de grès brun (fig. 128). Les deux capsules largables ont réalisé des prélèvements et l'analyse chimique du sol et ont établi que celui-ci s'apparente aux roches terrestres, en particulier, aux basaltes.

Le relief de la surface de Vénus est étudié suffisamment au radar à partir de la Terre tout aussi bien qu'à partir des trois satellites artificiels, deux soviétiques *Venera-9*, *Venera-10* et un américain *Pioneer-Venus*. Sur la base des mesures au radar on a dressé la carte de Vénus. Il s'est avéré que sa surface est sensiblement aplatie par rapport à la Lune ou la Terre, mais comporte des plateaux et des crêtes, des montagnes annulaires, des cratères et des volcans, des plaines, des dépressions, des gradins raides et des failles.

Les régions montagneuses couvrent à peu près 8 % de la surface de la planète. Les plus étendues d'entre elles ont reçu des noms: Pays de Tchar *, Pays d'Aphrodite, plateau Alpha, région Bêta, etc. L'étendue des régions montagneuses est importante, mais la hauteur de la plupart d'entre elles n'est pas grande, allant de 1,5 à 5 km. Ainsi, le plateau Alpha couvre environ 1000 km et sa hauteur est de 2,5 km. Le Pays de Tchar dont les dimensions sont comparables à celles d'Australie est un plateau de près de 1 km plus haut que la plaine (environ de 4 km par rapport aux régions les plus basses). Il comporte le massif de montagnes Maxwell le plus élevé de la planète, qui monte au-dessus du plateau à 8 km.

Les contrées basses couvrent 27 % de la surface de Vénus. L'une des plus grandes porte le nom d'Atlantide; son diamètre est d'environ 2500 km, sa profondeur, de 2 km. Elle ressemble aux grandes mers lunaires. La partie restante de la surface présente des plaines étendues (jusqu'à 800 km), à montagnes et chaînes montagneuses peu hautes multiples, d'une hauteur allant jusqu'à 2 km. Parmi les mon-

* Déesse de la mythologie assyro-babylonienne analogue à Vénus.



Fig. 128. Surface de Vénus à l'emplacement de l'atterrissage

tagnes il y a de nombreux cratères annulaires d'origine aussi bien volcanique que météoritique. Les diamètres de grands cratères varient de 30 à 160 km, leur profondeur ne dépasse pas 500 m. Mais il existe également des cratères immenses. Ainsi, le cratère Meitner qui avec évidence est produit par un choc; son diamètre est proche de 300 km et la profondeur, de 1 km; au Sud du Pays d'Aphrodite il y a un cratère volcanique de presque 2600 km de diamètre, mais profond seulement de 700 m.

La région Bêta est un volcan en forme de bouclier à pied au moins de 800 km de diamètre, dont le cratère d'environ 80 km de diamètre est le centre d'où émergent de multiples rayons, probablement des flots de lave solidifiée. Il existe sans doute également sur la planète des volcans actifs qui projettent dans l'atmosphère du gaz carbonique, des combinaisons de soufre et de chlore.

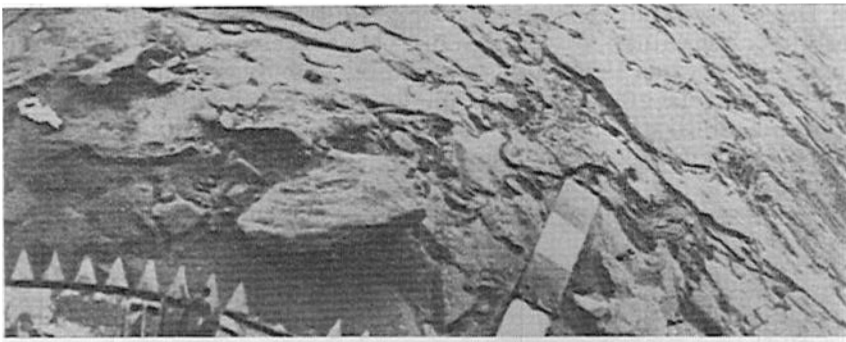
Une faille énorme dans la croûte s'étend près de l'équateur sur 1500 km, large presque de 150 km et profonde de 2 km. Cette cassure témoigne des processus tectoniques au sein de la planète, qui provoquent le cisaillement des couches de sa croûte et l'orogenèse. Il n'existe pas sur Vénus de bassins, tout comme de champ magnétique.

Vénus ne possède pas non plus de satellite naturel.

§ 111. Mars

La surface de Mars est bien visible aux télescopes. Son diamètre est égal à 6794 km, ce qui correspond à 0,533 du diamètre de la Terre, sa masse est égale à 0,107 de la masse de la Terre, la densité moyenne est de 3,94 g/cm³ et la vitesse critique à sa surface $v_p =$ $= 5{,}00$ km/s.

La planète tourne dans le sens direct avec une période $P =$ $= 24^h37^m23^s$ (jour martien sidéral) et son jour solaire $S = 24^h =$ $= 39^m29^s$. L'inclinaison de l'axe de rotation est de 24°56′. Il en résul-



de la capsule larguée par la sonde automatique Venera-14

te que Mars possède une zone torride, deux zones tempérées et deux zones froides, et au cours de l'année qui dure 687 jours terrestres (668 jours martiens) les saisons se succèdent. Les contrastes de ces saisons diffèrent par rapport aux conditions terrestres du fait que Mars se trouve 1,52 fois plus loin du Soleil que la Terre, reçoit de lui 2,3 fois moins de chaleur et ne possède pas de bassins d'eau ; il n'existe pas là ni l'hiver avec sa neige, ni l'été bien chaud.

Les régions claires colorées en jaune et orange sont des déserts de sable nommés par convention continents ; les vastes régions sombres portent le nom de mers, leurs saillies, de golfes, et les taches sombres isolées peu grandes, d'oasis et de lacs. Nombre d'entre eux ont des noms propres, tels les continents Arabia, Eridania, Hellade, Utopia, la mer des Sirènes, la mer Erythréenne, le golfe de Sabée, etc.

Pendant l'hiver martien autour des pôles (jusqu'à 40° à partir de ces derniers) s'étendent des taches blanches appelées *calottes polaires*. Souvent en été la calotte Nord disparaît, alors que la calotte Sud devient bien petite. A mesure que la calotte polaire fond, l'aspect des mers, des golfes, des oasis et des lacs change ; ils deviennent plus brillants, acquièrent une couleur bleu-vert et parfois changent légèrement leurs formes et dimensions. Avec l'arrivée de l'automne leur intensité faiblit. On a l'impression que les régions sombres de la surface martienne se couvrent de plantes qui fleurissent en été et se fanent en automne. Ceci n'a rien d'improbable, puisqu'on sait très bien que l'adaptivité des plantes aux conditions les plus rigoureuses de l'existence est très élevée. Il est vrai que l'eau est contenue dans l'atmosphère de Mars en quantité négligeable, mais elle peut venir jusqu'aux plantes des couches sous-jacentes, où peuvent être accumulées ses réserves. Ce point de vue a été émis et soutenu par G. Tikhov (1875-1960), explorateur soviétique de Mars, fondateur de l'astrobiologie, branche scientifique qui étudie les possibilités de l'existence de la vie sur les planètes.

Dans les conditions atmosphériques terrestres exceptionnelles certains observateurs discernent aux petits télescopes à la surface de Mars un réseau de lignes fines et sombres observées pour la première fois pendant la grande opposition de 1877 par l'astronome italien G. Schiaparelli (1835-1910), qui les a nommés canaux. Lorsqu'on les observe aux télescopes plus gros, les canaux disparaissent, s'étalent en taches isolées et segments de lignes incurvées. Dans les conditions de faible grossissement propres aux petits télescopes ces détails fusionnent et produisent l'impression de canaux.



Fig. 129. Vue de Mars à partir d'une sonde spatiale

Des explorations remarquables de Mars ont été réalisées à partir des sondes spatiales soviétiques et américaines. En 1965 la sonde américaine *Mariner-4* a contourné la planète et à la distance variant de 14 000 à 12 000 km a photographié plusieurs secteurs de sa surface. Des photographies plus détaillées, faites à partir de 3400 à 1800 km ont été prises en été de 1969 par les sondes américaines *Mariner-6* et *Mariner-7* (fig. 129). Le 14 novembre 1971 la sonde américaine *Mariner-9*, le 27 novembre, le 2 décembre 1971 et le 12 février 1974 les sondes spatiales soviétiques *Mars-2*, *Mars-3* et *Mars-5* sont devenues successivement des satellites artificiels de Mars, alors que depuis juin et août 1976 la planète est contournée par les sondes spatiales américaines *Viking-1* et *Viking-2*.

Au mois de mars 1974 la sonde spatiale soviétique *Mars-6* en passant près de la planète a largué un appareil (capsule d'atterrissage) qui pendant sa descente a transmis pour la première fois une information exacte sur les paramètres de l'atmosphère martienne. Un atterrissage en douceur à la surface a été réalisé par les capsules larguées par *Viking-1* (le 20 juillet 1976) et *Viking-2* (le 3 septembre 1976).

Les sondes automatiques ont transmis à la Terre les photographies de diverses zones de la surface de la planète et des renseignements sur ses température, atmosphère et champ magnétique.

Aucuns clichés n'ont révélé des canaux, du fait qu'ils n'existent tout simplement pas, mais par contre ils ont rendu bien nets les failles taillées dans la croûte, les défilés profonds, les ravins, les méandres, lits des anciens cours d'eau, les crêtes de montagnes, les chaî-

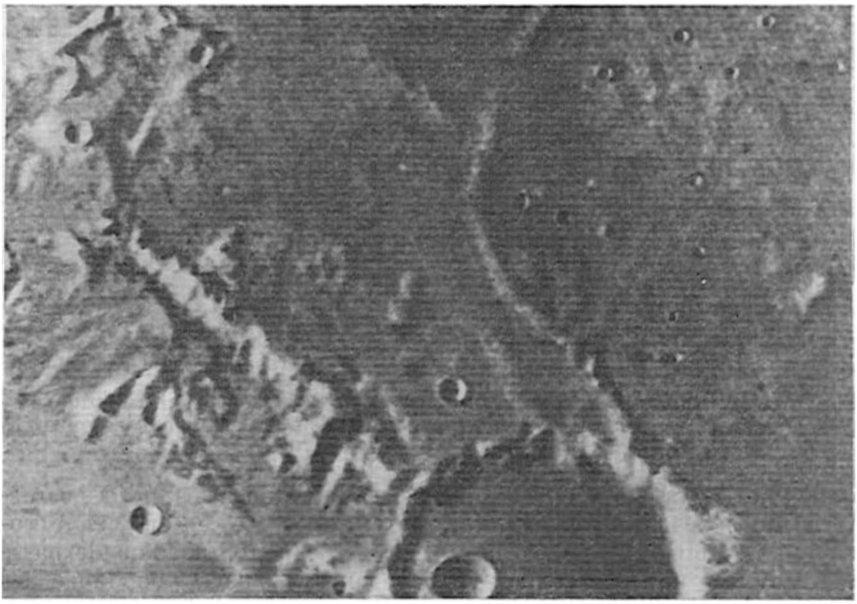


Fig. 130. Cratères et remparts à la surface de Mars

nes et les pics hauts jusqu'à 15 km et à versants très doux, des plis, des remparts, des vallées, des plaines lisses (bassins) et une multitude de cratères de dimensions allant de 100 m à 200 km de diamètre (fig. 130). Il y a surtout beaucoup de méandres et de ravins qui passent par les versants des montagnes. On a découvert une cassure géante dans la croûte longue de près de 4000 km, large d'environ 120 km et profonde de 6 km. Les cratères de Mars sont bien moins nombreux que sur la Lune et Mercure. La plupart des cratères produits par des chocs météoritiques sont concentrés dans l'hémisphère du Sud couvert d'une multitude des chaînes montagneuses et des plateaux. La surface de l'hémisphère Nord présente surtout des plaines dont le sol rappelle les roches sédimentaires du fond de mers et des océans disparus. Sur les vastes plaines les cratères sont peu nombreux et dispercés relativement loin les uns des autres. La différence moyenne des niveaux des plaines de l'hémisphère Nord et des plateaux de l'hémisphère Sud est d'environ 3 km, bien que des massifs isolés montent plus haut.

La planète possède des montagnes volcaniques à cône avec des cheminées au sommet et des flots de lave de basalte solidifiée sur les versants. La plus haute montagne volcanique appelée Nix Olimpica se situe dans l'hémisphère Nord ; son hauteur est de 24 km, son diamètre à la base du cône est de 600 km. C'est la plus grande montagne

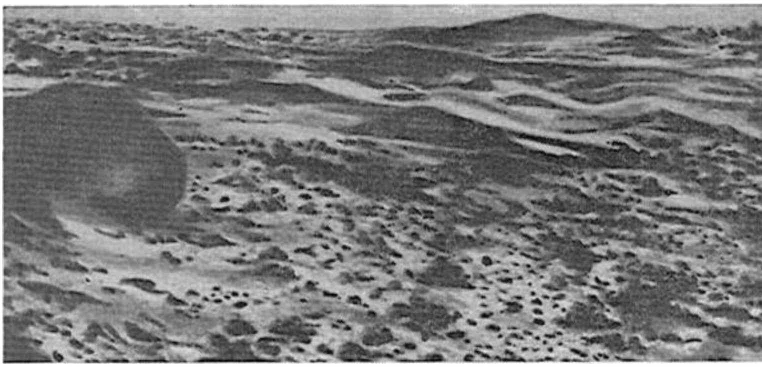


Fig. 131. Surface de Mars à l'emplacement de l'atterrissage de la capsule larguée de *Viking-1*. Les dunes de sable et la multitude des pierres sont bien visibles

dans tout le Système solaire. Il existe sur la planète des indices caractéristiques des glaciations antérieures: des vallées en auge et d'érosion, des crêtes effilées et des selles. Il se peut que dans le passé Mars ait été une planète active, fait confirmé par l'abondance des blocs de basalte et des pierres dans les zones d'atterrissages des capsules des deux *Viking* (fig. 131), séparées par une distance de 7300 km. Dans ces régions on n'a enregistré aucune trace de végétation.

L'analyse chimique du sol martien réalisée par les capsules d'atterrissage y a révélé l'abondance des oxydes de fer qui donnent à la surface sa couleur rougeâtre; il s'est avéré que le sol martien se compose de 14 % de fer, de 20 % de silicium, le taux de calcium et de magnésium étant de 5 %, du soufre, de 3 %, etc.

L'atmosphère de Mars est très raréfiée. Elle se compose pour 95 % de gaz carbonique (CO_2) et contient près de 2,5 % d'azote, pas plus de 2 % d'argon, environ 0,3 % d'oxygène et jusqu'à 0,1 % de vapeurs d'eau. La pression à la surface est proche de 0,006 atm (160 fois plus faible qu'au niveau de la mer terrestre), mais dans les dépressions elle atteint 0,01 atm pour tomber aux sommets jusqu'à 0,001 atm. L'atmosphère raréfiée ne peut pas conserver la chaleur apportée à la planète par le Soleil pendant la journée. L'excentricité importante de l'orbite ($e = 0{,}093$) fait que la quantité de chaleur provenant du Soleil change à peu près de 1,5 fois; il en résulte que même dans la zone équatoriale la température au milieu de la journée monte parfois jusqu'à + 25 °C (pour Mars au périhélie), alors que d'autres fois elle baisse jusqu'à — 20 °C (pour Mars à l'aphélie). Vers le soir la température tombe brusquement pour atteindre vers le matin jusqu'à — 90 °C. Dans les régions polaires, pendant l'hiver, la température baisse jusqu'à — 125 °C, i.e. lorsque le gaz car-

bonique se solidifie. C'est ce qui explique les calottes polaires de Mars, qui se composent du mélange de gaz carbonique solidifié et de glace d'eau (de givre). La moyenne annuelle de la température est proche pour la planète de — 60 °C.

Les variations brusques de la température engendrent dans l'atmosphère de Mars des vents dont la vitesse dans les couches inférieures est ordinairement proche de 10 m/s, mais parfois atteint 50 m/s, et dans des cas exceptionnels, même 100 m/s. Ces vents forts forment et déplacent les dunes de sable, lèvent des tempêtes de poussière lorsque les nuages de sable fin montent jusqu'à 20 km d'altitude.

Pendant les tempêtes de poussière la visibilité de la surface martienne à partir de la Terre s'altère brusquement.

Il est parfaitement possible qu'il existe sur Mars des eaux souterraines qui en s'infiltrant vers la surface au printemps et en été humidifient le sol et fournissent à l'atmosphère des vapeurs d'eau. Ainsi, la sonde automatique *Viking-2* a enregistré dans l'hémisphère d'été d'épais nuages qui couvrent les sommets des montagnes, et une brume dense dans les vallées des montagnes. Probablement les nuages se composent de cristaux de glace fins.

Les appareils spéciaux des capsules d'atterrissage des deux *Viking* ont découvert dans le sol martien des indices de l'activité vitale des microorganismes.

Mars possède un champ magnétique 500 fois plus faible que la Terre, sa polarité étant opposée à celle du champ terrestre. Au-dessus de la face du jour ce champ s'étend à 2000 km, et au-dessus de la face nocturne, à 9500 km.

Mars possède deux satellites naturels, Phobos et Deimos *, découverts par l'astronome américain A. Hall (1829-1907) en août 1877, mais ils ne sont visibles qu'aux télescopes puissants. Les deux satellites (fig. 132) ont été photographiés par les sondes spatiales et se sont avérés être des blocs de forme irrégulière de 27 km $\times$ 21 km $\times$ $\times$ 19 km (Phobos) et 15 km $\times$ 12 km $\times$ 8 km (Deimos). La surface des satellites est parsemée de cratères de 15 m à 10 km de diamètre qui résultent sans doute des impacts des météorites, du fait qu'au sein de corps aussi petits l'activité volcanique est impossible.

Les satellites se déplacent dans le sens direct presque dans le plan de l'équateur planétaire en s'y écartant de 2°,7, et sont toujours tournés vers la planète par la même face (le plus grand axe du satellite est pointé sur la planète) du fait que leurs périodes de rotation coïncident avec les périodes de révolution. Phobos tourne autour de Mars avec une période de $7^h39^m,2$ à la distance moyenne de 9400 km. En un tour de la planète autour de son axe Phobos fait plus de trois

* Dans la mythologie grecque Phobos (peur) et Deimos (crainte) sont les compagnons du dieu de la guerre Arès (Mars dans la mythologie romaine).

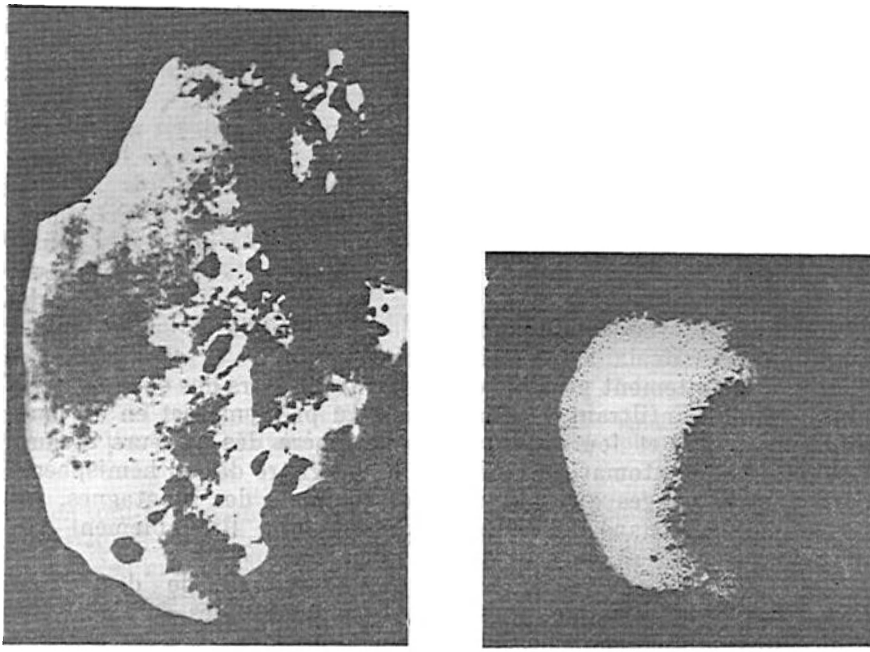


Fig. 132. Satellites de Mars: Phobos et Deimos (en bas)

tours dans le sens direct en se levant à l'Ouest et en se couchant à l'Est, à chaque tour changeant complètement ses phases.

La distance moyenne entre Deimos et Mars est de 23 500 km et la période de sa révolution est de 1,262 jour ou 30^h18^m, ce qui ne dépasse que de 5^h41^m la période de rotation de la planète. Ceci fait que Deimos se lève à l'Est, se déplace lentement au-dessus de l'horizon vers l'Ouest et se couche dans la zone équatoriale environ 65 heures après le lever. C'est le temps que durent plus de deux jours et demi solaires, et par suite Deimos se lève et se couche non pas chaque jour, mais en moyenne change complètement ses phases en 30^h20^m.

§ 112. Jupiter

Jupiter est la plus grosse planète du Système solaire. Sa masse est 318 fois plus grande que celle de la Terre. Le disque visible de Jupiter présente les couches supérieures de son atmosphère dense et étendue. Même dans de petits télescopes on voit bien l'aplatissement de la planète qui vaut 1 : 16. Le rayon équatorial de Jupiter $R =$ $= 71\ 400$ km, ou 11,2 rayons équatoriaux terrestres. L'accélération de la pesanteur sur la planète est de 2,67 fois plus grande que sur la

Terre, et sa vitesse critique v_p = 60,4 km/s. L'axe de rotation s'écarte de la perpendiculaire au plan de l'orbite de 3°07'. Jupiter tourne dans le sens direct.

L'aplatissement notable de Jupiter s'explique par sa rotation rapide d'une allure zonale : la zone équatoriale tourne avec une période de 9^h50^m,5, et les zones tempérées, avec une période de 9^h55^m,7. Ceci confirme la nature gazeuse du disque sur lequel on distingue des bandes sombres et des taches brunes rougeâtres d'intensité différente. Ce sont des nuages particuliers engendrés par les courants descendants dans l'atmosphère, à la différence des zones claires jaunâtres formées par des courants ascendants. Les plus intenses sont deux larges bandes qui s'étendent des deux côtés de l'équateur, où la vitesse des courants de gaz atteint 100 m/s.

L'atmosphère composée d'hydrogène, la rotation zonale rapide, la faible densité moyenne égale à 1,35 g/cm^3 ont conduit à l'idée sur l'état de Jupiter, qui est celui d'un gaz, et sur l'absence sur la planète de surface solide. En 1950-1951 les astrophysiciens soviétiques V. Fessenkov, de l'Académie des Sciences et le professeur A. Massévitch ont démontré théoriquement que les caractéristiques physiques de Jupiter et d'autres planètes géantes s'expliquent sans peine si on admet qu'elles sont composées environ de 75 à 85 % d'hydrogène, de 15 à 25 % d'hélium et de faibles additions d'éléments chimiques plus lourds. Mais les observations de Jupiter à partir de la Terre n'ont pas établi dans son atmosphère la présence d'hélium.

Le 4 décembre 1973 la sonde automatique américaine *Pioneer-10* s'est approchée de Jupiter à la distance de 131 000 km et a enregistré dans son atmosphère une raie de résonance brillante d'hélium $\lambda =$ $= 584$ Å, dont le rayonnement est absorbé par l'atmosphère terrestre. D'après les données de *Pioneer-10* et *Pioneer-11* (qui a passé tout près de Jupiter en décembre 1974) l'atmosphère de la planète se compose à peu près de 77 % d'hydrogène et de 23 % d'hélium et possède de faibles additions d'ammoniac et de méthane.

D'après les données des observations on a calculé les modèles de la structure interne de Jupiter. Suivant le taux adopté en éléments chimiques légers et lourds les modèles proposés présentent certaines différences. Le modèle le plus probable est celui qui admet que l'hydrogène constitue 72 % de la masse de la planète, l'hélium, 22 %, et les éléments chimiques lourds à l'intérieur de la planète, 6 %. Dans ce modèle l'atmosphère d'hydrogène-hélium s'étend à une profondeur de 4 à 6 mille km ou à 0,08 R (rayon de la planète). La couche supérieure des nuages se compose de gouttes et de cristaux d'ammoniac, la couche intermédiaire, de cristaux de glace d'eau, et la couche inférieure, de gouttes d'eau. A une profondeur d'environ 5 mille km la pression est proche de 200 mille atm et la température, de 2000 °C. Là l'atmosphère sans frontière bien marquée se transforme en une couche de mélange gaz-liquide sous laquelle commence la

zone de l'hydrogène liquide et de l'hélium. A une profondeur d'environ 24 000 km (0,35 *R*) la température monte jusqu'à 11 000° et la pression jusqu'à 3 millions d'atm ; sous cette pression formidable l'hydrogène liquide acquiert la phase métallique, c'est-à-dire commence à manifester la propriété de la conductibilité électrique. A une profondeur d'environ 0,94 *R* (66 000 km), où la température est proche de 25 000° et la pression de 20 millions d'atm, se trouve la frontière du noyau de la planète. Le noyau présente une phase liquide superdense et se compose d'hydrogène et d'hélium additionnés de silicates, de fer et de nickel. Son diamètre ne dépasse pas 8 à 9 mille kilomètres. Au centre du noyau la pression atteint 70 millions d'atm et la température est d'environ 30 000°.

Jupiter reçoit de la part du Soleil 27 fois moins de chaleur que la Terre et les couches supérieures de son atmosphère reflétant 45 % de l'énergie absorbée doivent avoir une température d'environ —160 °C. Mais leur température réelle enregistrée par *Pioneer-10* à la face du jour et de la nuit est voisine de —130 °C, le sous-sol de Jupiter émettant à peu près deux fois plus de chaleur qu'il n'en reçoit du Soleil.

L'intérieur liquide et la rotation rapide de la planète ont engendré un champ magnétique 50 fois plus fort que celui de la Terre et de direction opposée. L'axe du champ magnétique du Jupiter s'écarte de son axe de rotation de 11°. Sa magnétosphère s'étend à 6 millions de kilomètres (environ 90 *R*), elle est l'endroit où se forment les ceintures de radiation d'une étendue de 2,5 millions de km (environ 35 *R*) et 40 mille fois plus intenses que la ceinture de radiation terrestre. La ceinture la plus puissante repose dans la zone qui couvre 1,5 à 6 rayons de la planète (428 mille km) et c'est précisément cette zone qui est responsable surtout du rayonnement radio de Jupiter découvert par des observations terrestres dès 1955.

Dans l'hémisphère Sud de Jupiter se détache une grande formation stable de forme ovale et de couleur rose connue sous le nom de *Tache Rouge* (fig. 133). Ses dimensions sont proches de 35 000 km en longitude et jusqu'à 14 000 km en latitude ; son intensité change en permanence et certaines années on la distingue mal. Les courants atmosphériques contournent la Tache de tous les côtés. Sur les clichés fournis par les sondes cosmiques *Pioneer-11* et *Voyager-1* (qui ont passé au début de mars 1979 à une distance d'environ 300 mille km de la planète), on discerne nettement des tourbillons cycloniques. La Tache Rouge est un tourbillon d'ouragan stable dans l'atmosphère de la planète ; la période de sa rotation est d'environ 6 jours. On a découvert des taches analogues plus petites, en particulier, la *Tache Blanche* de 16 000 km de diamètre. Au-dessus de l'hémisphère nocturne de la planète ont été enregistré dans l'atmosphère de multiples éclats que sont les aurores polaires et les éclairs.

En 1960 le professeur S. Vsekhsviatski de l'Université de Kiev a

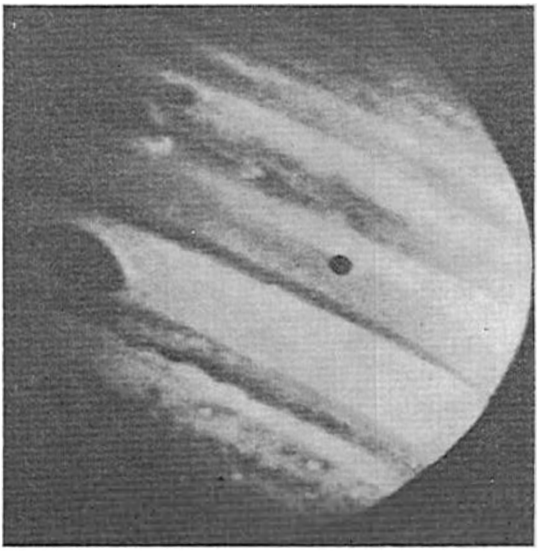


Fig. 133. Photographie de Jupiter d'une petite distance. Dans l'hémisphère du Sud (en bas), la Tache Rouge

avancé l'hypothèse sur l'existence d'un anneau de Jupiter constitué de petites pierres et de poussière. L'hypothèse se fondait sur la périodicité de l'apparition le long de l'équateur d'une mince bande sombre considérée par Vsekhsviatski comme l'ombre de l'anneau. Le 4 mars 1979 l'anneau a été photographié par *Voyager-1*, et le 10 juillet 1979, par *Voyager-2*. Le rayon extérieur de l'anneau est proche de 126 000 km, le rayon intérieur, de 113 000 km, et son épaisseur ne dépasse pas 1 km. L'anneau est très mince et tourné vers la Terre par le bord, ce qui le rend invisible de la Terre. Le *Voyager-2* a découvert encore un anneau intérieur qui adhère presque aux couches supérieures de l'atmosphère jovienne.

Tableau 4

Satellites galiléens de Jupiter

nos	Noms	Eclat	Distance de Jupiter, mille km	Période de révolution, jours	Diamètre, km	Diamètre de la Lune	Masse, en masses de la Lune
I	Io	$4^m,8$	422	1,769	3640	1,05	1,21
II	Europe	5,2	671	3,551	3130	0,90	0,66
III	Ganymède	4,5	1070	7,155	5280	1,52	2,02
IV	Callisto	5,5	1881	16,689	4840	1,38	1,44





Fig. 134. *a*, volcans de Io. éjection des cendres; *b*, courants de lave issus de la cheminée d'un volcan de Io

Jupiter possède 16 satellites dont quatre sont les plus grands, aux dimensions comparables à celles de la Lune et découverts par Galilée en janvier 1610. Leur rotation est synchrone et ils tournent autour de la planète dans le plan de son équateur dans le sens direct sur des orbites presque circulaires (cf. tableau 4).

D'après ses dimensions Ganymède est plus grand que Mercure et Callisto lui est presque égal. Le satellite Io est le seul dans le Système solaire à manifester une activité volcanique; on y a découvert 7 volcans en activité qui projettent de la matière jusqu'à 200 km d'altitude (fig. 134, *a* et *b*). Le sous-sol de Io est réchauffé par l'action des marées engendrées par Jupiter, par les courants électriques produits à l'intérieur du satellite lorsqu'il passe par le champ magnétique de Jupiter, et dans une moindre mesure, par la désintégration radioactives des éléments chimiques.

Les dimensions des autres satellites varient de 10 à 240 km. Quatre satellites éloignés (XII, XI, VIII et IX) se déplacent dans un sens rétrograde sur des orbites fortement étendues et sensiblement inclinées. Le satellite IX le plus éloigné tourne en une période de 761 jours à une distance moyenne de 23,7 millions de km. Il se peut très bien que les satellites éloignés soient captés par Jupiter à partir de la ceinture des astéroïdes.

Dans leur mouvement les satellites proches plongent dans l'ombre de la planète (éclipses des satellites), se cachent derrière son disque (occultations des satellites), passent devant celui-ci (passage des satellites) et projettent sur lui leur ombre. Ces phénomènes sont bien visibles même aux télescopes de faibles dimensions.

§ 113. Saturne

Cette planète ressemble plus que les autres géantes à Jupiter. Sa masse est 95 fois et son rayon équatorial (60 000 km) (fig. 135) 9,4 fois plus grands que ceux de la Terre, et son aplatissement est de 1 : 10. La densité moyenne de la planète vaut 0,71 g/cm^3. L'accélération de la pesanteur à la surface visible est 1,15 fois plus grande que celle de la Terre et la vitesse critique est égale à 36,7 km/s. L'axe de rotation de la planète est incliné à 26°45′. Elle tourne dans le sens direct, sa rotation est zonale de période de 10^h14^m (zone équatoriale) et de 10^h39^m (zones tempérées).

La structure de Saturne est analogue à celle de Jupiter, mais sa masse étant plus petite, la croissance de la pression à l'intérieur est plus lente. L'atmosphère de Saturne s'étend environ jusqu'à 1000 km. Au-dessous se trouve une couche de mélange d'hydrogène liquide et d'hélium. A une profondeur proche de la moitié du rayon la température atteint 10 000° et la pression 3 millions d'atm (3×10^5 MPa). Plus loin, à une profondeur égale à 0,70 ou 0,80 du rayon se trouve une couche de la phase métallique d'hydrogène, où

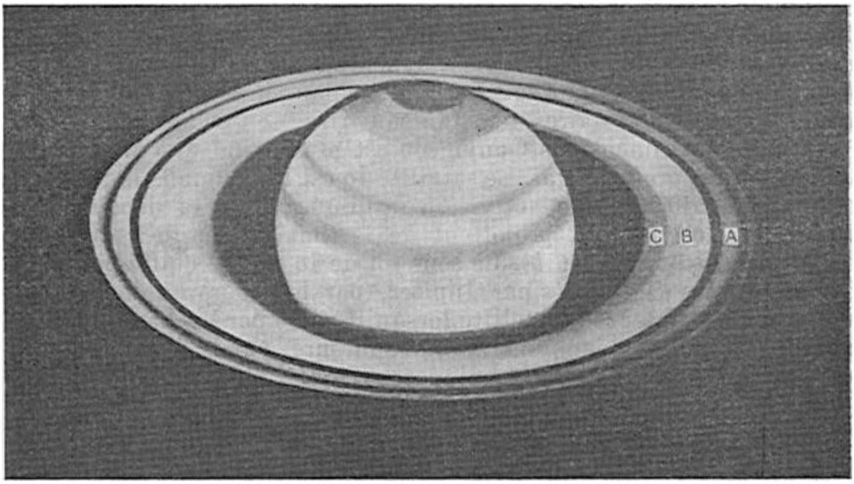


Fig. 135. Vue de Saturne au télescope

les courants électriques engendrent un champ magnétique. Sous cette couche se trouve le noyau fondu silicates-métal de la planète, dont la masse est d'environ 9 fois plus grande que celle de la Terre, ce qui fait presque 0,1 de la masse de Saturne.

L'atmosphère de Saturne reflète 45 % de la chaleur fournie par le Soleil et la température de son disque devrait être de l'ordre de —190 °C, mais elle est voisine de —170 °C, du fait que l'intérieur de la planète dégage deux fois plus de chaleur qu'elle en reçoit du Soleil.

Le rayonnement radio de Saturne relativement faible témoigne de l'existence dans la planète d'une ceinture de radiation plus faible que dans le cas de Jupiter. Ceci a été confirmé par la sonde automatique *Pioneer-2* qui le 1 septembre 1979 a passé à la distance de 21 400 km de la surface de la planète en découvrant sa magnétosphère. L'axe de la magnétosphère coïncide avec l'axe de rotation de la planète; la période de rotation de la magnétosphère est de 10^h40^m. L'intensité du champ magnétique à l'équateur dépasse quelque peu 0,2Œ (160 A/m). La magnétosphère d'une structure à peu près symétrique est analogue à la magnétosphère terrestre. Du côté du Soleil elle s'étend à 35 rayons planétaires, et du côté nocturne sensiblement plus loin. La ceinture de radiation comporte plusieurs zones séparées par des vides sans particules électriques (fig. 136). Ces vides se trouvent au voisinage des orbites des satellites proches de la planète et ont été produits par la capture des particules chargées par les satellites. Un vide de ce type se trouve également au voisinage de l'anneau de Saturne.

L'anneau bien visible de la Terre même dans des télescopes peu grands, a été découvert en 1656 par C. Huygens (1629-1695). Il se compose de sept anneaux plans larges à structure complexe concentrique, dont trois lorsqu'on les observe dans des télescopes plus puissants se présentent isolés à la vue. Les anneaux reposent dans le plan de l'équateur et sont séparés l'un de l'autre par des intervalles sombres. L'intervalle bien net entre l'anneau extérieur A et l'anneau du

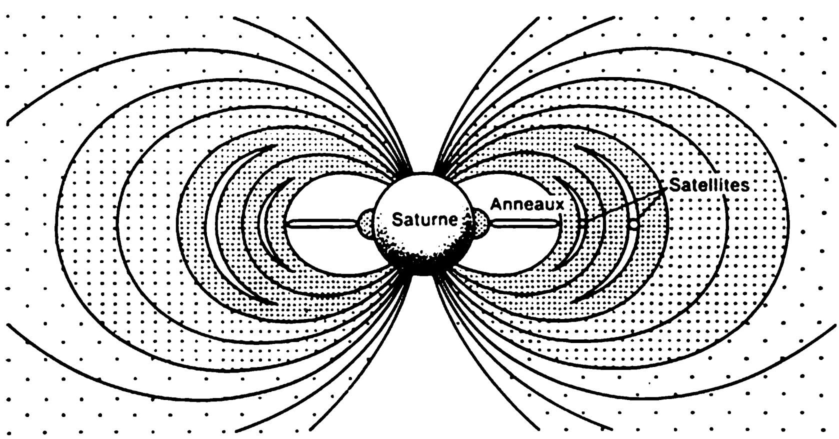


Fig. 136. Ceintures de radiation de Saturne

milieu le plus brillant B s'appelle division de Cassini (1625-1712) d'après le nom de l'astronome français qui l'a découvert en 1675. L'anneau intérieur C relativement sombre s'appelle anneau de crêpe, il est séparé de l'anneau B par la division de Dollfus prédite en 1943 par l'astronome français O. Dollfus et découverte par le *Pioneer-11*. Les rayons extérieur et intérieur de ces anneaux sont respectivement de 138 000 et 120 000 km (A), 116 000 et 90 000 km (B), 89 000 et 72 000 km (C).

En 1895 A. Bélopolski (1854-1934) en Russie et McKellar (1857-1900) aux Etats-Unis ont établis que les anneaux tournent autour de la planète en vertu de la troisième loi de Kepler: le bord extérieur de l'anneau A à la vitesse de 16,6 km/s (période de révolution $14^h,5$) et le bord intérieur de l'anneau B à la vitesse de 20,5 km/s (période de révolution $7^h,7$). Ceci prouve que les anneaux ne sont pas continus, qu'ils ont une structure météoritique, c'est-à-dire se composent d'une multitude de petits blocs solides de différentes dimensions. D'après les recherches de l'astrophysicien soviétique M. Bobrov, les dimensions de la plupart des blocs ne dépassent pas quelques centimètres, et des plus gros, 10 m. La température des anneaux est proche de —200 °C. D'après la propriété réflectrice des anneaux V. Moroz (U.R.S.S.) et O. Dollfus ont établi en 1961-1965, que leurs blocs

sont couverts de glace et probablement nombreux d'entre eux se composent entièrement de glace.

Après l'anneau A le *Pioneer-11* a découvert encore deux anneaux, F et G.

L'anneau F de 500 km de large est séparé de l'anneau A par un intervalle de 5000 km, la division de *Pioneer*. Le rayon extérieur de l'anneau est proche de 154 mille km et sa largeur est de 300 km. Ces anneaux sont très raréfiés, reflètent une lumière négligeable et, par suite, sont invisibles de la Terre.

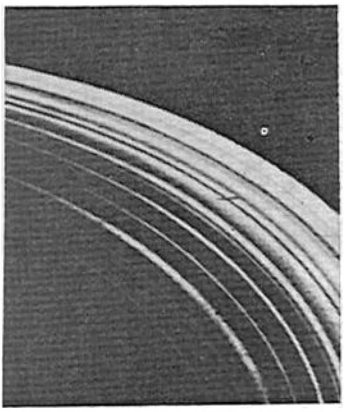


Fig. 137. Structure des anneaux de Saturne (photographie prise à partir de la sonde spatiale Voyager-1)

L'anneau E le plus extérieur, invisible aux télescopes mais enregistré par les observations photo-électriques à partir de la surface terrestre, repose à 80 mille km du bord extérieur de l'anneau A; son rayon est proche de 220 mille km. L'anneau D, le plus intérieur, se trouve à l'intérieur de l'anneau de crêpe C. Les appareils de la sonde *Voyager-1* qui le 12 novembre 1980 a passé près de Saturne, ont établi que la structure de ses anneaux est compliquée; ils se composent des miriades des particules solides qui forment des milliers d'anneaux minces séparés par des intervalles étroits, et ces anneaux sont enregistrés même dans la division de Cassini (fig. 137).

D'après les travaux de R. Kiladzé (U.R.S.S.) et de O. Dollfus, réalisés en 1966 et confirmés par *Voyager-1*, l'épaisseur des anneaux ne dépasse pas 2 km. En conservant leur direction dans l'espace, les anneaux tournent tous les 14,7 années (moitié de la période de révolution de Saturne autour du Soleil) vers la Terre leur tranche et deviennent invisibles; rien que leur ombre en une bande étroite sombre tombe sur le disque de la planète (fig. 138). Ce phénomène s'appelle *disparition des anneaux* de Saturne. La dernière disparition a eu lieu en 1979-1980, et la suivante aura lieu en 1994.

Saturne compte dix-sept satellites dont seulement le sixième, Titan ($8^m,4$), est visible dans de petits télescopes. Il tourne autour de la planète en $15^j22^h41^m$ presque dans le plan de son équateur sur une orbite elliptique à demi-grand axe $a = 1222 \cdot 10^3$ km et excentricité $e = 0,029$. Le diamètre de Titan est à peu près 1,5 fois plus grand que celui de la Lune (5100 km) et sa masse, 1,8 fois; il baigne dans une atmosphère de méthane dense. Probablement, comme tous les

autres satellites, il montre toujours à la planète une seule de ses faces. Les autres satellites sont sensiblement plus petits que la Lune, leurs diamètres s'échelonnant de 150 à 1400 km et ils ne possèdent pas d'atmosphère.

Trois petits satellites ont été découverts par *Voyager-1* en 1980. Deux d'entre eux sont éloignés l'un de l'autre presque à 180° et

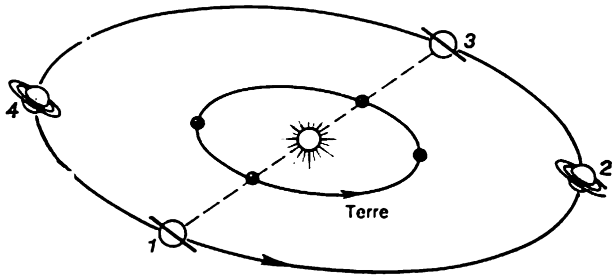


Fig. 138. Modification apparente de la forme des anneaux de Saturne: en positions *1* et *3* les anneaux sont tournés vers la Terre par leur arête

se déplacent sur la même orbite près du bord extérieur de l'anneau A, et encore un qui tourne sur l'orbite du quatrième gros satellite Dioné, à a = 377 000 km, le devançant à peu près de 72°. Le mouvement de tous les satellites est direct et rien que le IXe Phœbé, le plus éloigné, tourne dans un sens rétrograde avec une période de 550^j sur une orbite à a = 12 930 mille km et e = 0,163.

§ 114. Uranus, Neptune et Pluton

Ces planètes éloignées du Soleil sont mal éclairées, et par suite mal étudiées.

D'après leurs propriétés physiques Uranus et Neptune ressemblent l'un à l'autre. La surface visible de chaque planète (leur disque) présente les couches denses d'une atmosphère étendue composée d'hydrogène moléculaire (80 %), de méthane (20 %) et d'ammoniac (pas moins de 5 %), au stade de saturation, c'est-à-dire une de ses parties se trouve à l'état liquide et cristallin. D'après les conditions d'échauffement par les rayons solaires la température de l'atmosphère d'Uranus doit être proche de —220 °C, et de Neptune, de —230 °C. Pourtant, d'après le rayonnement radio des planètes, la température d'Uranus doit être de —150 °C et de Neptune, voisine de — 170 °C; elle monte avec la profondeur, ce qui témoigne de l'intérieur chaud des planètes. La composition de leurs couches profondes est quelque peu différente de celle des couches de Jupiter et de Saturne, puisqu'elles ne contiennent que 20 % d'hydrogène et d'hélium, et pour 80 % sont composées surtout de ferrosilicates.

Le rayon d'Uranus est presque de 26 200 km (4,11 rayons de la Terre), sa masse vaut presque 14,6 masses terrestres et sa densité moyenne est de 1,16 g/cm³. Le plan de l'équateur de la planète forme avec le plan de son orbite un angle de 82°, mais comme la planète tourne dans un sens rétrograde, on admet que l'inclinaison de son axe de rotation $\varepsilon = 98°$. La période de rotation d'Uranus est proche de 10^h49^m.

En appliquant à Uranus la définition des tropiques ($\varphi_t = \varepsilon$) et des cercles polaires ($\varphi_p = 90° - \varepsilon$) (cf. § 23) on établit sans peine que les premiers sont disposés à 8° des pôles de la planète ($\varphi_t = 82°$), et les deuxièmes, à 8° de son équateur ($\varphi_p = 8°$). En une demi-période sidérale de la révolution de la planète égale à 84 ans, la déclinaison du Soleil change de +82° à −82°, et le Soleil passe successivement au zénith des zones de latitude de +82° à −82°, alors que les jours et les nuits polaires s'étendent des pôles jusqu'à la latitude $\varphi = \pm 8°$.

Au mois de mars 1977 et au mois d'avril 1978 les observations photoélectriques des occultations des étoiles faibles par Uranus ont permis de découvrir 9 anneaux sombres invisibles aux télescopes par suite de leur raréfaction extrême et un faible pouvoir de réflexion. Leur albédo est proche de 0,03, c'est-à-dire les blocs qui les forment sont plus noirs que la suie. Probablement ces blocs sont constitués de silicates. Les anneaux sont très étroits (10 km en moyenne), tournent autour de la planète dans le plan de son équateur et sont séparés l'un de l'autre par de larges intervalles. Le rayon de l'anneau le plus proche de la planète est de 42 000 km (1,60 R, où R est le rayon de la planète), et celui du plus extérieur, près de 51 000 km (1,95 R).

Après leur découverte les anneaux ont été photographiés dans les rayons infrarouges ($\lambda = 2{,}2\ \mu$) sur le réflecteur de 5 m d'ouverture par K. Mathews et J. Neuhebauer (Etats-Unis). Le cliché n'a pas révélé des intervalles entre les anneaux qui semblent être une seule formation. La présence des anneaux sur Uranus a été également prédite par S. Vsekhsviatski.

Uranus compte cinq satellites, tous ils se meuvent dans le sens de rotation de la planète dans le plan de son équateur sur des orbites elliptiques de faible excentricité. Le plus gros est Titania, d'un diamètre de 1000 km, alors que le plus petit, Miranda, d'un diamètre de 300 km, est le plus proche de la planète et tourne autour d'elle en 1,41 jours à une distance moyenne de 130,4 mille km.

Le rayon de Neptune est égal à 24 300 km (3,81 rayons terrestres), sa masse vaut 17,2 masses terrestres et sa densité moyenne est de 1,72 g/cm³. Son axe de rotation est incliné d'un angle de 29°, et la planète tourne dans le sens direct avec une période de 15^h48^m (les dernières déterminations de la période sont contradictoires), alors que sa révolution autour du Soleil dure presque 165 ans.

Neptune compte deux satellites. Le plus proche et le plus gros,

Triton, se déplace avec une période de 5,88 jours dans le sens rétrograde sur une orbite circulaire d'un rayon de 354 mille km inclinée sur l'équateur de la planète d'un angle de 160°. L'évaluation de ses paramètres n'est pas bien sûre; son diamètre est évalué à peu près à 4400 km et sa masse vaut de 1,9 à 4,6 masses de la Lune. Néréide, le satellite éloigné de Neptune, tourne dans le sens direct sur une orbite très allongée (a = 5510 mille km et e = 0.75) et sa période de révolution est égale à 365 jours.

La nature physique de Pluton est très peu connue et les renseignements disponibles sur cette planète sont contradictoires. D'après certaines données son rayon est égal à 2500 km. sa masse à 0,08 de la masse de la Terre et sa densité moyenne est de 7,4 g/cm^3. D'après d'autres évaluations (Etats-Unis, 1978) son rayon est de 1250 km, sa masse de 0,024 de la masse de la Terre (ou à peu près 5 fois inférieure à celle de la Lune) et la densité moyenne est de 1,7 g/cm^3. On a découvert que la planète possède une atmosphère de méthane et il se peut que sa surface soit couverte d'une glace de méthane. A ceci correspond également la température à la surface proche de — 220 °C. La période de rotation de Pluton est de $6^j9^h17^m$, et sa période de révolution dure presque 248 ans. On a établi que Pluton possède un satellite appelé Charon qui tourne sur une orbite circulaire de 17 500 km de rayon dans le sens direct avec une période de $6^j9^h17^m$, de façon que les deux corps montrent l'un à l'autre toujours le même hémisphère. D'après des évaluations différentes le diamètre du satellite est de 600 à 1000 km. On peut donc admettre que Pluton et Charon forment une double planète.

§ 115. Petites planètes (astéroïdes)

En 1772 un astronome de Berlin, E. Bode (1747-1826) a rendu publique la loi empirique des distances planétaires découverte en 1766 par I. Titius (1729-1796), un astronome de Wittenberg, et connue de nos jours sous le nom de règle de Titius-Bode. Cette règle permet d'exprimer en unités astronomiques (u.a.) par une formule approchée les distances héliocentriques moyennes des planètes

$$a = 0,3 \cdot n + 0,4,$$

ce qui est confirmé par le tableau 5 qui suit, où entre parenthèses sont indiquées les planètes découvertes après la publication de la règle.

La distance héliocentrique d'Uranus découvert en 1781 correspondait à cette règle *, ce qui fit entreprendre dès 1789 des recherches de la planète qui devait se trouver entre Mars et Jupiter à une distan-

* Les distances de Neptune (1846) et du Pluton (1930) ne satisfont pas à cette règle.

Tableau 5

Planètes	n	Distance du Soleil		Date de la découverte
		calculée a, u.a.	réelle a, u.a.	
Mercure	0	0,4	0,387	
Vénus	1	0,7	0,723	
Terre	2	1,0	1,000	
Mars	4	1,6	1,524	
Astéroïdes	8	2,8	(2,77)	(1.I.1801)
Jupiter	16	5,2	5,203	
Saturne	32	10,0	9,539	
(Uranus)	64	(19,6)	(19,191)	(13.III.1781)

ce moyenne $a = 2{,}8$ u.a. du Soleil. Le 1 janvier 1801 l'astronome italien G. Piazzi (1746-1826) a découvert au télescope un objet stelloïforme de magnitude 7 qui se déplaçait lentement dans la constellation du Taureau. L'orbite de l'objet calculée par C. Gauss (1777--1855) s'est avérée être celle d'une planète et vérifiait la règle de Titius-Bode : son demi-grand axe était $a = 2{,}77$ u.a. et son excentricité $e = 0{,}080$. A la planète nouvellement découverte Piazzi a donné le nom de Cérès.

Le 28 mars 1802 l'astronome allemand W. Olbers (1758-1840) a découvert près de Cérès encore une planète de 8^m appelée Pallas ($a = 2{,}77$ u.a. ; $e = 0{,}235$) ; le 2 septembre 1804 on a découvert une troisième planète, Junon ($a = 2{,}67$ u.a.) et le 29 mars 1807, la quatrième planète, Vesta ($a = 2{,}36$ u.a.). Toutes les planètes nouvellement découvertes avaient une forme stellaire, sans disques, qui témoignait de leur petite dimension géométrique. On leur a attribué donc le nom de *petites planètes* ou *astéroïdes*.

Vers la fin de 1891 on a enregistré par des méthodes visuelles près de 320 astéroïdes. Alors M. Wolf (1863-1932), un astronome de Heidelberg a proposé pour la recherche la méthode photographique ; avec une pose de deux ou trois heures les images des étoiles sur la plaque photographique avaient la forme de points, alors que la trace de l'astéroïde en mouvement formait un petit trait. Mais il se pouvait que les astéroïdes de faible éclat ne laissent pas de trace. On a donc modifié bientôt la méthode. Puisque à la distance héliocentrique moyenne d'environ 3 u.a. le déplacement apparent de l'astéroïde dans le ciel en une heure était proche de $0',7$, on a assuré au télescope la rotation en fonction de la rotation diurne du ciel de la même différence de vitesse. Alors, sur le négatif les étoiles ont laissé une trace sous la forme d'un arc, alors que la trace de l'astéroïde dont la lumière frappe à peu près le même endroit de la plaque acquiert une forme bien nette et quelque peu ovale.

Les méthodes photographiques ont permis d'accroître brusquement le nombre d'astéroïdes découverts et jusqu'à présent on en a enregistré plus de 2500, dont les orbites sont déterminées avec certitude. En fait, les astéroïdes sont bien plus nombreux. Un travail de recherche des astéroïdes particulièrement intense est poursuivi à l'Institut de l'astronomie théorique de Léningrad et l'Observatoire astrophysique de Crimée.

Aux astéroïdes nouvellement découverts on affecte des numéros d'ordre. Autrefois on leur attribuait des noms féminins suggérés par la mythologie grecque, puis après les avoir épuisés, on a passé aux noms féminins usuels, puis aux noms des fleurs, des pays, des villes et des observatoires, et enfin on a commencé à leur prêter des noms des héros, des personnalités éminentes de la science et de la culture, et même des noms parfaitement arbitraires. Autrefois on affectait aux noms de petites planètes des terminaisons féminines, actuellement ce n'est plus de rigueur.

Pour les petites planètes dont les orbites présentent certaines particularités on emploie des noms d'homme tirés généralement de la mythologie grecque, par exemple, Adonis, Apollon, Hermès.

La grande majorité des astéroïdes (98 %) se déplacent entre les orbites de Mars et de Jupiter à des distances moyennes du Soleil allant de 2,06 à 4,30 u.a. (périodes de révolution de 2,96 à 8,92 ans). Cette zone s'appelle ceinture ou zone des astéroïdes, les inclinaisons des orbites des astéroïdes sont différentes ne dépassant pas pour la plupart 25°, mais atteignant dans certains cas 50°. Leurs excentricités sont aussi différentes, mais pour la plupart des orbites elles s'échelonnent de 0,10 à 0,20. Pourtant, il existe des astéroïdes à orbites uniques dont les exemples sont consignés sur le tableau 6.

Tableau 6

Astéroïde	a, u.a.	e	i	q, u.a.	Q, u.a.
Icare	1,08	0,826	23°,0	0,19	1,97
Hermès	1,29	0,474	4,6	0,68	1,90
Eros	1,46	0,223	10,8	1,13	1,79
Adonis	1,97	0,778	1,5	0,44	3,50
Ganymède	2,66	0,540	26,3	1,22	4,10
Hidalgo	5,82	0,656	42,5	2,00	9,64

Les trois premières de ces petites planètes se déplacent hors de la ceinture des astéroïdes, Icare au périhélie s'approchant du Soleil deux fois plus près que Mercure, et Hermès et Adonis, plus près que Vénus. Ces quatre astéroïdes peuvent s'approcher de la Terre à une

distance de 6 à 23 millions de km. Quant à Hidalgo, il s'éloigne à l'aphélie au-delà de l'orbite de Saturne.

En octobre 1977 on a découvert la petite planète Chiron (17^m) qui n'appartient pas à la ceinture des astéroïdes. Le demi-grand axe de son orbite $a = 13{,}7$ u.a. et son excentricité $e = 0{,}379$, c'est-à-dire il se déplace entre les orbites de Saturne et d'Uranus, mais au périhélie s'approche de 1 u.a. plus près du Soleil que Saturne.

L'éclat de nombreux astéroïdes varie de 7 à 16^m, mais il existe des objets plus faibles. Les diamètres des astéroïdes se calculent d'après leur éclat et leur albédo, qui sont déterminés en comparant les flux lumineux dans les plages visible et infrarouge du spectre. Il s'est avéré que les gros astéroïdes ne sont pas si nombreux. Les plus gros sont Cérès (1000 km de diamètre), Pallas (610 km), Vesta (540 km) et Hygée (450 km). 14 astéroïdes seulement ont des diamètres supérieurs à 250 km, alors que pour les autres il est plus petit, jusqu'à 1 km (Hermès). Les corps de si petites dimensions ne peuvent avoir de forme sphérique et tous les astéroïdes (sauf peut-être les plus gros) sont des blocs informes.

Actuellement on ne rapporte aux astéroïdes que les petits corps à diamètre non inférieur à 1 km. Les corps plus petits s'appellent *météoroïdes*.

Les masses des astéroïdes varient de $1{,}4 \cdot 10^{21}$ kg (Cérès) qui est 4,4 mille fois plus petite que celle de la Terre, à 10^{12} kg (Hermès). Leur densité moyenne diffère brusquement elle aussi s'échelonnant de 2 g/cm^3 pour les astéroïdes de pierre, à 7 ou 8 g/cm^3 pour les corps de fer et de nickel.

Pour de nombreux astéroïdes (Antigone, Bétoulia, Eros, Hidalgo, etc.) on a établi d'après la variation régulière de l'éclat qu'ils sont animés d'une rotation axiale.

Parmi les astéroïdes il existe deux groupes curieux dont les membres tournent autour du Soleil sur les orbites proches de celle de Jupiter ($a = 5{,}203$ u.a.). Les deux groupes se déplacent à une distance angulaire de 60° par rapport à Jupiter, mais l'un précédant ce dernier et l'autre le suivant. 15 gros membres de ces groupes portent les noms des héros de la Guerre de Troie. Jupiter est devancé par 10 *Grecs* (Agamemnon, Antiloch, Achille, Ajax, Diomède, Ménélas, Nestor, Odyssée, Patrocle et Télémaque), alors qu'il est suivi par 5 *Troyens* (Anchise, Hector, Priam, Troïle et Enée); leur éclat varie de $8^m{,}7$ à $11^m{,}5$. Les groupes de *Grecs* et des *Troyens* comptent également des astéroïdes plus petits, à éclat plus faible, de sorte que leur nombre total n'est pas inférieur à 35, et d'après les recherches des astronomes hollandais, il est sensiblement plus grand. Le centre de masse de ces groupes, Jupiter et le Soleil, forment deux triangles équilatéraux non soumis à une action perturbatrice notable de la part de grandes planètes (cas particulier du problème des trois corps (cf. § 68).

Les orbites des autres astéroïdes subissent des perturbations importantes dues à l'action gravitationnelle des grandes planètes. surtout de Jupiter. Les perturbations sont particulièrement fortes pour les astéroïdes peu grands et les météoroïdes, ce qui entraîne des collisions de ces corps et leur fragmentation en blocs de dimensions les plus différentes depuis des centaines de mètres de diamètre jusqu'à celles des grains de poussière.

§ 116. Comètes

Ces astres célestes tirent leur nom du grec *kometes* ou *astre chevelu*. En effet, les comètes brillantes visibles à l'œil nu possèdent une queue qui s étend à quelques degrés et même à des dizaines de degrés. Les comètes brillantes sont relativement rares, elles apparaissent en moyenne une fois tous les 10 ou 15 ans et généralement ne sont visibles que dans un hémisphère céleste. Quant aux comètes d'éclat faible, jusqu'à 18 ou 19^m, elles sont assez fréquentes; les photographies du ciel stellaire les révèlent plusieurs fois chaque année.

E. Halley (1656-1742), astronome anglais, a été le premier à indiquer l'appartenance des comètes au Système solaire. Après avoir calculé les éléments des orbites de 24 comètes brillantes apparues de 1337 à 1698, il a établi que les orbites des comètes de 1531, 1607 et 1682 se ressemblent et en a tiré la conclusion que c'était la même comète qui tourne autour du Soleil sur une orbite elliptique avec une période de 76 ans. Halley a prédit qu'elle se présenterait en 1758; elle est apparue le 25 décembre 1758 pour passer au périhélie le 13 mars 1759. Depuis, cette comète porte le nom de Halley. Elle se déplace sur une orbite elliptique pour laquelle $a = 17{,}95$ u.a.; $e = 0{,}967$ et $i = 162°$ (mouvement rétrograde). Au périhélie la comète s'approche du Soleil à la distance $q = 0{,}587$ u.a. (elle s'engage à l'intérieur de l'orbite de Vénus), et à l'aphélie elle s'en éloigne jusqu'à $Q = 35{,}31$ u.a., au-delà de l'orbite de Neptune. La comète de Halley est apparue en 1835 et 1910 (fig. 139). sa dernière apparition était la trentième enregistrée dans l'histoire de l'astronomie et la troisième précalculée. Elle est revenue de nouveau vers le Soleil au début de 1986 et depuis l'automne de 1985 a été visible aux petits télescopes.

Les comètes sont découvertes seulement dans la proximité relative du Soleil et sont marquées par le numéro de l'année, où elles ont passé au périhélie; si, les comètes à apparaître étaient plusieurs l'année donnée, on ajoute un chiffre romain qui montre leur ordre de passage. On indique également les noms de ceux qui les ont découverts, mais pas plus que trois noms. Le chiffre qui suit le nom traduit le numéro d'ordre de la comète découverte par cet observateur. Par exemple : 1916 II Néouïmine-2 signifie que la comète était

la deuxième à passer au périhélie en 1916 et a été découverte par Néouïmine *, étant la deuxième comète qu'il a découvert.

Les comètes se déplacent sur des orbites à excentricités et inclinaisons les plus différentes. Leur mouvement peut être aussi bien droit ($i < 90°$) que rétrograde ($90° < i < 180°$). Les orbites elliptiques de nombreuses comètes brillantes sont étendues (leur excentricité est proche de l'unité) et diffèrent peu d'une parabole. Ces comètes s'éloignent du Soleil à des milliers d'unités astronomiques et les périodes de leur révolution font des dizaines et des centaines de milliers d'années. Ainsi, la comète brillante 1845 III qui au périhélie s'est approchée du Soleil à $q = 0{,}401$ u.a., tourne avec une période $T = 308\,000$ ans sur une orbite elliptique dont $a = 4560$ u.a.; $e = 0{,}99991$ et $i = 131°$.

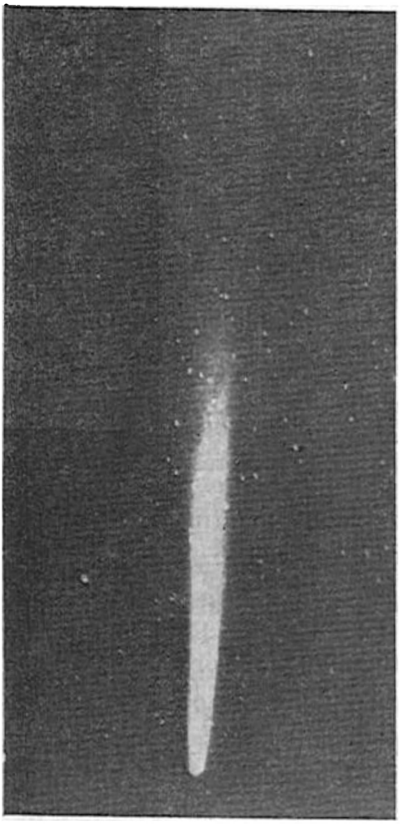


Fig. 139. Comète de Halley en mai 1910

Parmi les comètes brillantes observées il y en a eu aussi de celles qui n'appartiennent pas au Système solaire, ont passé près du Soleil sur une orbite parabolique ou hyperbolique pour s'éloigner dans l'espace interstellaire. Ce sont les comètes 1944 IV ($e = 1{,}002$), 1951 II ($e = 1{,}003$) et 1965 VIII Iquéiï-Séki qui s'est approchée du Soleil à $q = 0{,}0083$ u.a. et a passé à travers sa couronne à la distance d'un rayon solaire de sa photosphère. Ces comètes sont souvent dites *paraboliques*.

Les comètes qui appartiennent au Système solaire s'appellent *périodiques*. On les divise en comètes de *longue période*, à périodes de révolution $T > 20$ ou 25 ans, et à *courte période*, à $T < 20$ ans. Parmi les comètes à longue période il y a des objets brillants et faibles, alors que toutes les comètes à courte période sont des objets faibles.

* G. Néouïmine (1886-1946), astronome soviétique éminent qui a découvert 63 astéroïdes et 7 comètes.

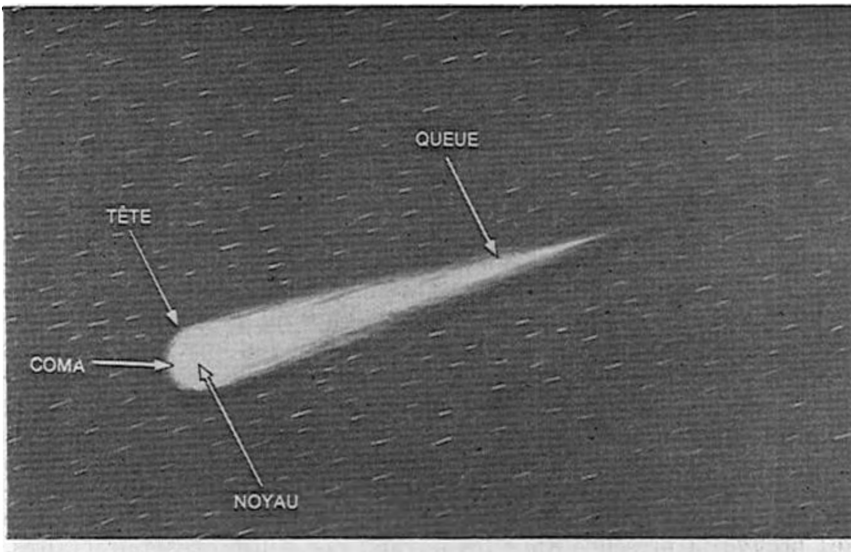


Fig. 140. Structure d'une comète

La période la plus courte $T = 3{,}3$ ans est celle de la comète Encke-Backlund (12^m) qui tourne sur une orbite de $a = 2{,}21$ u.a.; $e = 0{,}150$ et $i = 13°$.

Plus de 90 comètes à courte période de 4,9 à 10 ans forment la famille de Jupiter. Les aphélies de leurs orbites se situent près de l'orbite de Jupiter. Toutes ces comètes se meuvent dans le sens direct sur des orbites de faible inclinaison ne dépassant pas $i = 17°$. Il existe des familles de Saturne, d'Uranus et de Neptune à périodes de révolution respectivement de 12 à 20; de 27 à 50 et de 60 à 100 ans.

Les orbites des comètes peuvent subir des perturbations provoquées par les planètes, surtout par les géantes Jupiter et Saturne. Ces perturbations peuvent modifier sensiblement les orbites. Ainsi, la comète Oterma (15^m) à courte période découverte en 1943, tournait autrefois autour du Soleil dans la ceinture des astéroïdes sur une orbite presque circulaire ($a = 3{,}97$ u.a. et $T = 7{,}92$ ans) et se prêtait à l'observation sur tous les tronçons de son orbite. Maintenant elle tourne avec une période d'environ 15 ans sur une orbite étendue à $a = 6{,}08$ u.a. et à l'aphélie s'éloigne au-delà de l'orbite de Jupiter. Des transformations des orbites elliptiques en paraboliques et inversement sont aussi parfaitement possibles.

Avec l'approche du Soleil, les comètes que ce dernier éclaire deviennent accessibles à l'observation. Dans leur structure on distingue la *tête* composée de *noyau* stelloïforme, entourée d'un *coma* ou *enveloppe*, et la *queue* (fig. 140). La partie la plus brillante d'une co-

mète est son noyau, l'éclat du coma faiblit du noyau vers la périphérie pour devenir le plus faible dans la queue dont l'extrémité de plus en plus floue se perd sur le fond du ciel nocturne. La densité du coma et de la queue est si négligeable qu'à travers eux on voit même des étoiles faibles.

Les noyaux des comètes se composent de gaz gelés dans lesquels sont insérés des grains de poussière, des particules pierreuses et métalliques de diverses dimensions. Les gaz peuvent être présentés par l'ammoniac, le méthane, le gaz carbonique, le cyanogène, l'azote, etc. Les dimensions des noyaux sont relativement petites, ils s'étendent à des kilomètres et des dizaines de kilomètres. Avec l'approche du Soleil le noyau s'échauffe, les gaz subissent la sublimation, enveloppent le noyau et forment le coma. Souvent les comètes sont décelées au télescope et sur les clichés sous la forme de taches nébuleuses qui ne possèdent pas encore de queue. Le noyau reflète la lumière solaire et son spectre est identique au spectre du Soleil. Lorsque les distances héliocentriques de la comète deviennent peu grandes, dans le spectre de son noyau chauffé par le Soleil apparaissent des raies d'émission des métaux, le plus souvent de sodium, ce qui prouve la présence dans les noyaux des substances réfractaires. Le rayonnement ultraviolet du Soleil excite les gaz qui forment le coma et provoque leur fluorescence. C'est pourquoi le spectre du coma comporte des raies d'émission des molécules des gaz neutres (azote, cyanogène, gaz carbonique, méthane, etc.) et de certains radicaux (CH, OH, CH_2, etc.).

La queue d'une comète apparaît à partir du coma sous la pression des rayons solaires et du vent solaire, qui se manifestent à des distances héliocentriques ne dépassant pas 1,5 à 2 u.a. Plus la comète s'approche du Soleil, plus l'échauffement de son noyau est fort, la quantité de gaz et de poussière dégagée dans le coma est grande, la pression sur le coma est élevée et la queue plus longue. Les queues peuvent être composées de gaz ou de poussière et s'étendent dans le sens opposé au Soleil.

La forme des queues cométaires dépend de la relation entre les forces gravitationnelles et répulsives appliquées aux particules de la queue. Il existe plusieurs classifications très détaillées de ses formes, mais jusqu'à présent le plus souvent on recourt à la classification la plus simple (fig. 141) proposée par F. Brédikhine (1831-1904), éminent astrophysicien russe, et développée par l'astrophysicien soviétique S. Orlov (1880-1958). Elle prévoit cinq types de queues *.

Les queues du type I_0 sont rectilignes, symétriques par rapport au rayon vecteur prolongé de la comète; les forces de répulsion dé-

* La classification de Brédikhine ne comptait que trois types: I, II et III actuellement notés II_0.

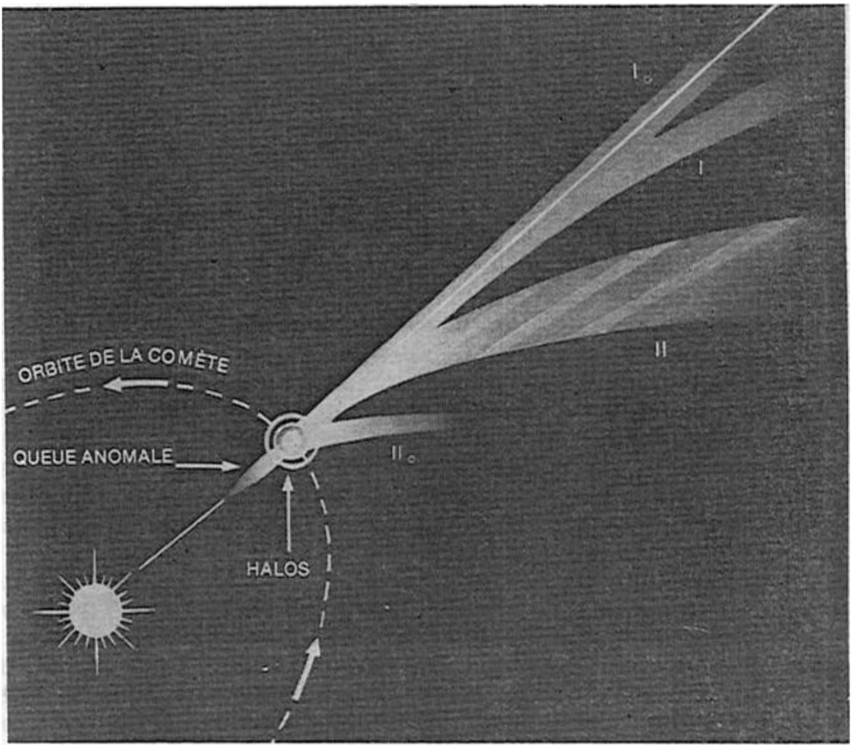


Fig. 141. Types des queues de comètes d'après Brédikhine et Orlov

passent presque 1000 fois les forces gravitationnelles. Ces queues se composent de gaz légers ionisés et se forment surtout sous l'action du champ magnétique du flux corpusculaire du vent solaire.

Les queues du type I sont presque rectilignes et déviées légèrement en arrière par rapport au rayon vecteur prolongé de la comète (dans le sens opposé à la direction de son mouvement) ; les forces de répulsion dépassent de 10 à 100 fois la force de la gravitation solaire ; les queues se composent de molécules de gaz ionisées et se forment de la même façon que les queues du type I_0. C'est le type observé le plus souvent.

Les queues du type II sont fortement courbées en arrière ; les forces de répulsion dépassent quelque peu les forces gravitationnelles. Les queues se composent de poussière dispersée avec une faible addition de molécules de gaz.

Les queues du type II_0 sont droites, mais à écart important en arrière ; les forces de répulsion sont presque égales à celles de gravitation. Ces queues sont formées de grains de poussière.



Fig. 142. Comète 1957 Mrkos à queue courbe du II type et à queue rectiligne du I type

Les queues anomales sont orientées vers le Soleil et elles se composent de particules de poussière les plus grosses non susceptibles de subir la répulsion exercée par le Soleil.

Certaines comètes possèdent parfois plusieurs queues de types différents, comme, par exemple, la comète de Mrkos 1957 (fig. 142).

Les queues gazeuses sont raréfiées à l'extrême; le rayonnement ultraviolet du Soleil ionise et dissocie les molécules en provoquant leur fluorescence; aussi, le spectre de telles queues comporte-t-il des raies d'émission des ions d'azote, de gaz carbonique, d oxyde de carbone, etc. Quant au spectre des queues de poussière, c'est le spectre solaire réfléchi.

Presque toute la masse très faible d'une comète est concentrée en son noyau; même pour les formations les plus grosses elle ne dépasse pas 10^{-8} masse terrestre, alors que la densité du coma n'est pas supérieure à 10^{-12} ou 10^{-18} g/cm^3. Suivant la masse de la comète et sa proximité du Soleil, sa tête peut avoir un diamètre allant de 25 mille km (pour les comètes faibles) à 2 millions de km (pour les comètes brillantes) et sa queue peut s'étendre jusqu'à 150 millions de km.

Après le passage du périhélie les comètes s'éloignent du Soleil la queue en avant, avec la distance l'échauffement du noyau faiblit. Le volume des gaz et de la poussière chassés du noyau diminue, la queue se raccourcit progressivement et la comète acquiert de nouveau la forme d'une tache nébuleuse pour devenir enfin invisible.

Les comètes perdent de la matière par la queue et se désagrègent progressivement. Pour les comètes à courte période, qui reviennent souvent vers le Soleil, la perte de la matière est plus rapide que pour les comètes à longue période, ce qui explique leur faible éclat. Sous l'action de la radiation et du vent solaire il arrive que les comètes explosent, et l'action de marée de la part des planètes massives contribue également à leur désagrégation. Ainsi, la comète de Biela à courte période observée à plus d'une reprise s'est disloquée en 1846 en deux comètes; en 1852 les deux comètes sensiblement affaiblies sont apparues séparées par une distance de 2,4 millions de km, alors qu'elles ne se sont pas présentées du tout lors de leur apparition attendue en 1872. Elles se sont désagrégées complètement et au lieu des comètes au mois de novembre 1872 on a observé une *pluie* abondante des étoiles *filantes.*

L'astronome soviétique S. Vsekhsviatski a porté son attention sur la diminution systématique de l'éclat des comètes à courte période quand elles reviennent vers le Soleil. Il en a tiré la conclusion qu'il y a à peu près 200 ou 250 ans ces comètes étaient assez brillantes pour être découvertes. Or, elles n'ont pas été enregistrées et, donc, leur formation devait être relativement récente. Les aphélies des orbites de nombreuses comètes à courte période reposent près de l'orbite de Jupiter, et S. Vsekhsviatski a supposé que ces comètes étaient formées par la matière projetée dans l'espace par le système de Jupiter et de ses satellites. Autrefois une telle hypothèse semblerait peu vraisemblable, mais après la découverte en mars 1979 de l'activité volcanique de Io (premier satellite de Jupiter), elle a acquis droit de cité.

§ 117. Météores et essaims météoriques

On appelle *météores* les éclats de brève durée dans le ciel terrestre qui apparaissent lors de l'entrée de l'extérieur dans l'atmosphère des objets solides infimes *. Dans l'espace interplanétaire se déplace une multitude des particules qui ont reçu le nom commun de *corps météoriques* ou de *micrométéorites.* La masse de la plus grande part des micrométéorites ne dépasse pas des dixièmes et des millièmes de fractions de gramme, atteignant dans des cas exceptionnels quelques grammes. Mais il existe parfois des corps plus gros qui mesurent plusieurs centimètres, mètres et des dizaines de mètres dont les masses s'élèvent à des kilogrammes, tonnes et même millions de tonnes.

* Les météores sont parfois nommés à tort *étoiles filantes.*

Ces corps ont reçu le nom de *météoroïdes*. Leur nombre est infiniment plus petit que celui des micrométéorites. La loi générale est la suivante : la quantité de météoroïdes diminue brusquement avec l'augmentation de leurs dimensions et masse.

La densité de la distribution des corps météoriques infimes (particules) dans l'espace interplanétaire est très faible : un volume de 1 km³ près de la Terre compte en moyenne deux particules. Leur grande majorité se déplace par rapport à la Terre à la vitesse de 10 ou 15 km/s. En pénétrant dans l'atmosphère terrestre elles ne sont pas freinées brusquement et soit restent en suspension dans l'atmosphère, soit se déposent lentement à la surface. Mais si en s'engageant dans l'atmosphère une particule se déplace à la vitesse de 30 ou 40 km/s et plus, elle devient rapidement incandescente, s'allume et produit un météore. Plus la masse et la vitesse de la particule sont grandes, plus l'éclat météorique est fort. La plupart des météores s'allument à une hauteur de 80 à 120 km et s'éteignent à 30 ou 40 km du sol complètement pulvérisées dans l'atmosphère.



Fig. 143. Trace d'un bolide incurvée par les courants atmosphériques (dérive de la trace du bolide dans l'atmosphère)

Sur leur trajectoire les particules météoriques ionisent les molécules de l'air qui recombinent ensuite en émettant de la lumière. C'est ce qui fait que les météores brillants laissent des traces visibles parfois pendant plusieurs secondes. Les météores très brillants s'appellent *bolides*. Ils sont engendrés par des particules solides peu grandes d'une masse de quelques grammes et plus et laissent des traces éclatantes qui subsistent parfois 15 ou 20 minutes et se déplacent sensiblement dans l'air (fig. 143). Les bolides particulièrement brillants sont visibles même pendant le jour.

Des météores isolés qui s'allument dans diverses zones du ciel sont dits *sporadiques*. En une heure apparaissent en moyenne 5 ou 6 météores sporadiques brillants (jusqu'à 3^m), mais les météores faibles ou *télescopiques* sont bien plus nombreux. Les observations au radar poursuivies tout au cours de 24 heures montrent que le nombre de météores qui s'allument pendant cet intervalle de temps s'élève à plus de 10^6.

Outre les particules météoriques isolées, il existe des essaims météoriques qui se déplacent autour du Soleil. Nombre d'entre eux

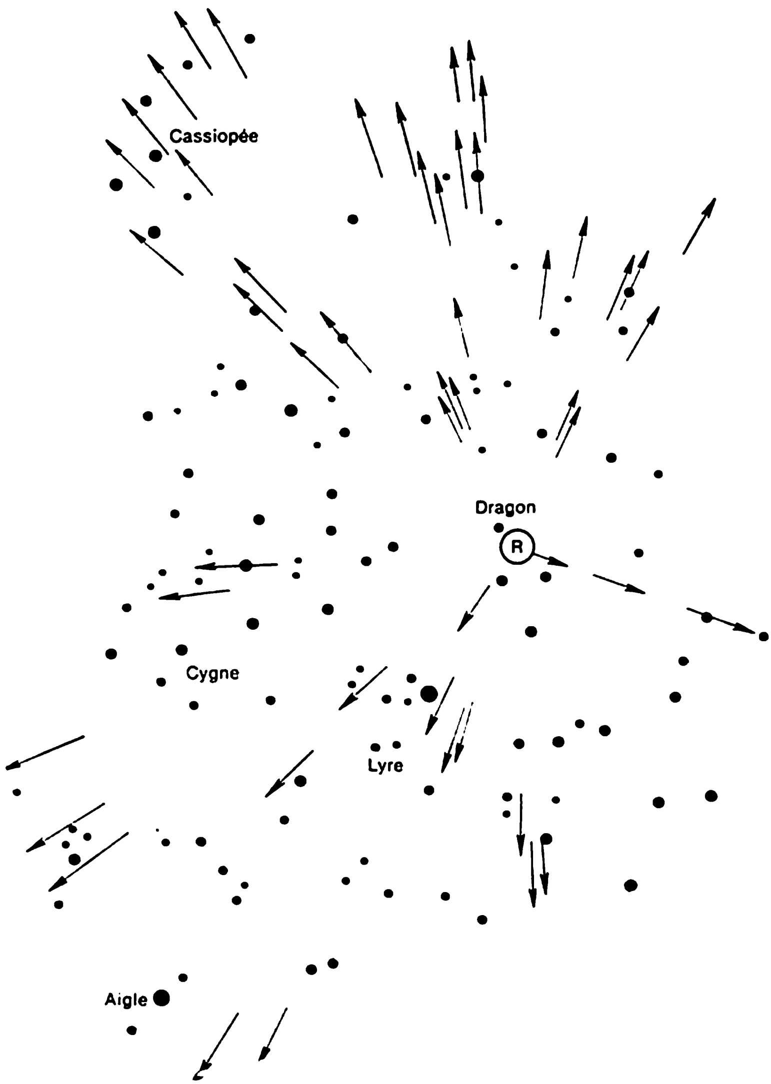


Fig. 144. Radiant (R) de la pluie météoritique des Draconides du 10 octobre 1933

sont engendrés par les comètes déjà désagrégées ou en cours de désagrégation. La structure de ces essaims diffère d'un cas à l'autre. Certains d'entre eux sont assez compacts, c'est-à-dire l'essaim principal des particules occupe un faible volume de l'ordre de $20 \cdot 10^{15}$ à $30 \times \times 10^{15}$ km^3, et s'étend en largeur sur des dizaines de milliers de ki-

lomètres. D'autres essaims, généralement vieux, au contraire sont étendus presque le long de toute leur orbite, et leur largeur se mesure par des dizaines de millions de kilomètres.

Chaque essaim météorique tourne autour du Soleil avec une période constante et nombre d'entre eux en des jours définis de l'année rencontrent la Terre. Alors, le nombre de météores augmente sensiblement et si l'essaim est compact, on observe des *pluies météoriques* ou d'*étoiles filantes*, lorsqu'en une minute dans une région limitée du ciel s'allument des centaines de météores.

En pénétrant dans l'atmosphère terrestre les particules de l'essaim météorique se déplacent à peu près sur des trajectoires parallèles, mais la perspective fait qu'elles semblent issues d'une région limitée du ciel appelée *aire de radiation*. Si les trajectoires sont prolongées jusqu'à leur intersection elles concourent dans les limites de l'aire de radiation près du point appelé *radiant* (fig. 144).

Les essaims météoriques portent le nom des constellations où se trouvent leurs radiants: Lyrides (radiant dans la constellation de la Lyre); Perséides (radiant dans Persée); Léonides (radiant dans le Lion), etc. Au mois d'août 1980 on a observé la pluie d'étoiles filantes des Perséides, et le 17 novembre 1966, la pluie des Léonides était si abondante qu'en une heure on a enregistré 70 000 météores.

Il est établi que de nombreux essaims météoriques sont liés aux comètes. Ainsi, celui des Lyrides est engendré par la comète brillante 1862 III; les Orionides, par la comète de Halley, etc. et les Andromédides ou les Bielides, par la comète de Biela désagrégée.

Il est très difficile de photographier les spectres des météores, même lorsque ceux-ci sont très brillants. Cette tâche a été réalisée pour la première fois en Russie en 1904 par l'astrophysicien de Moscou S. Blajko (1870-1956). Jusqu'à ce jour on a photographié près de 3000 spectres météoriques. Ils se composent de raies brillantes de fer, de potassium, de sodium, de calcium ionisé, de silicium, d'aluminium et d'autres éléments chimiques. Les spectres des météores ne possédaient aucune raie inconnue.

§ 118. Météorites

Les météoroïdes dont les dimensions atteignent des centimètres, mètres et plus, en pénétrant dans l'atmosphère terrestre engendrent le phénomène de bolide éclatant accompagné d'une queue de poussière, et s ils ne se désagrègent pas complètement dans l'atmosphère, ils tombent à la surface terrestre. Les météoroïdes tombés sur la Terre s'appellent *météorites*; on leur attribue le nom du site de leur chute (par exemple, Khmelevka, Lavrentievka, Zabrodié, Staroïé Boriskino, etc.). D'après la structure et la composition chimique les météorites forment trois groupes principaux: aérolithes (météorites pierreuses), sidérolithes (fer et pierre) et sidérites (fer météoritique).

Les aérolithes contiennent en moyenne 47 % d'oxygène, 21 % de silicium, 16 % de fer, 14 % de magnésium et 2 % d'autres éléments chimiques. Dans les aérolithes le taux d'oxygène et de silicium est à peu près le même que dans la croûte terrestre et les métaux sont quelque peu en excès. Les sidérolithes contiennent 55 % de fer, 19 % d'oxygène, 12 % de magnésium, 8 % de silicium, 5 % de nickel et 1 % d'additions. Quant aux sidérites, ils sont à 91 % composés de fer, 1 8 % de nickel, comportent environ 0,5 % de cobalt et d'additions de cuivre, de phosphore, de soufre, de silicium, etc.

Dans le monde entier on a à ce jour recueilli 3000 météorites dont les masses vont de plusieurs dizaines de tonnes à quelques grammes. Le plus gros sidérite Goba a été trouvé en 1920 en Afrique du Sud-Ouest sur le territoire de la Namibie près de la ville de Gobabis; il a la forme d'une plaque de 3 × 3 mètres et de 0,9 à 1 mètre d'épaisseur; sa masse est de 60 t.

En U.R.S.S. on a rassemblé presque 160 météorites dont le plus gros est le Palassovo Jeleso (Fer de Pallas) d'une masse de 687 kg.

Lorsque les météoroïdes s'engagent dans les couches denses de l'atmosphère leur surface s'échauffe jusqu'à 2500 ou 3000 °C, fond et s'évapore, moins dans le cas des sidérites et plus intensément pour les aérolithes, de façon que ce n'est que 5 ou 10 % de la masse du météoroïde qui frappe le sol terrestre. Quant aux petits météoroïdes, ils sont complètement pulvérisés. Les calculs statistiques montrent qu'en moyenne des 40 000 météoroïdes un seul atteint la surface terrestre. Compte tenu que la matière météorique est pulvérisée dans l'atmosphère, 60 t de cette matière frappent la Terre chaque jour.

Les indices les plus caractéristiques des météorites qui permettent de les distinguer des roches terrestres sont la croûte de fusion, qui couvre la météorite d'une couche mince ne dépassant pas 1 mm d'épaisseur, de nombreux filets et gouttes de matière figée à la surface et des enfoncements longs et étroits (rainures) taillés par les jets d'air.

La vitesse de la chute des météorites à la surface terrestre dépend de leur masse, de la section droite et de la vitesse des météoroïdes à leur entrée dans les couches denses de l'atmosphère qui leur oppose une résistance suivant les lois de l'aérodynamique. D'autre part, la vitesse à laquelle des météoroïdes frappent le sol dépend de leur mouvement par rapport à la Terre. Pour ceux qui la rattrapent, cette vitesse est de l'ordre de 10 à 30 km/s, et pour ceux qui viennent à sa rencontre, elle atteint 70 km/s. A une hauteur de 40 km au-dessus de la surface terrestre les météoroïdes qui rattrapent la Terre subissent de la part de l'atmosphère une pression de freinage proche de 10 atm, et ceux qui viennent à sa rencontre, jusqu'à 500 atm. C'est pourquoi la plupart des météoroïdes perdent leur vitesse cosmique et atteignent la surface terrestre à la vitesse de la chute libre de l'ordre de 700 à 900 m/s. La résistance de l'atmosphère provoque la frag-

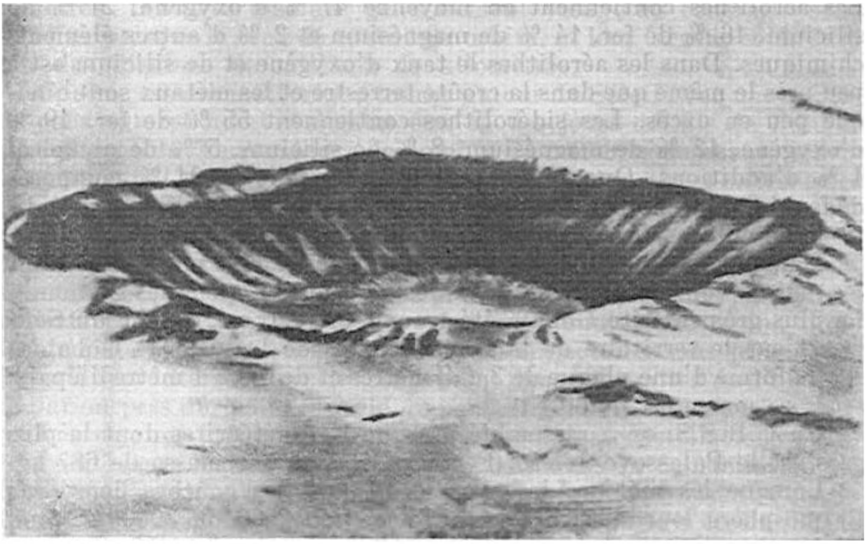


Fig. 145. Cratère météorique d'Arizona

mentation des aérolithes à structure peu résistante; alors à la surface terrestre tombe une pluie météoritique formée d'une multitude de fragments de dimensions les plus diverses.

Lorsque la vitesse est suffisante il arrive que les fers météoritiques se fragmentent eux aussi. Un exemple est fourni par la *pluie météoritique* tombée en Extrême-Orient le 12 février 1947 dans la région de la chaîne des *montagnes Sikhoté-Aline*. Une aire de 2,4 km² a été frappée par plusieurs milliers de météorites de fer d'une masse totale atteignant 100 t; en s'écrasant contre le sol de nombreuses météorites y ont formé de vastes et profonds entonnoirs; la masse du plus gros bloc a fait 1745 kg, et du plus petit, 0,01 g.

Des météoroïdes géants fort rares d'une masse de l'ordre de 10^5 à 10^6 tonnes animés d'une vitesse géocentrique supérieure a 30 km/s possèdent une énergie cinétique immense; après avoir traversé l'atmosphère ils explosent en rencontrant la Terre. Au droit de leur chute il se forme des cratères de dimensions notables. On en a découvert en Arizona (Etats-Unis), au Canada, en R.F.S.S. d'Estonie, à l'île Taïmyr (R.F.S.S. de Russie) et en d'autres endroits. Le cratère météorique d'Arizona (fig. 145) a un diamètre de 1207 m, sa profondeur est de 174 m et la hauteur du rempart qui l'entoure, de 40 à 50 m. La profondeur du cratère météorique de Taïmyr atteint 100 m, son diamètre, 100 km.

Le 30 juin 1908 à 7 heures du matin dans la région de la rivière Podkamennaïa Toungouska a explosé un météoroïde énorme nommé

Toungouska ou *Sibérienne*. Ce n'est que 13 ans plus tard qu'on a entrepris son étude poursuivie avec des interruptions jusqu'à 1975. A cette météorite sont consacrés de nombreux travaux. Les recherches de V. Fessenkov de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., du professeur K. Stanukovitch, de V. Bronchten, candidat ès sciences physiques et mathématiques, d'autres savants soviétiques encore ont permis d'établir que l'atmosphère terrestre a été traversée à la vitesse d'environ 30 km/s par un météoroïde poreux d'une masse d'environ 10^6 t, qui a créé devant soi une onde de choc puissante et a explosé à 7 km au-dessus du sol. L'onde de choc très chaude a brûlé et arraché les branches des arbres à l'emplacement de l'explosion et les a abattus dans toutes les directions dans un rayon de 30 km. On a découvert dans le sol des restes de la météorite explosée sous la forme d'une multitude des billes métalliques et silicatées fondues infimes d'un diamètre de 0,1 à 0,3 mm et d'une masse de 0,001 à 0,2 mg.

Les météorites tombent non seulement sur la Terre, mais aussi sur les autres planètes et leurs satellites. Comme l'ont montré les savants soviétiques V. Fédynski (1908-1978) et K. Stanukovitch ces corps ne possédant pas d'atmosphère, même de petites météorites forment à leur surface des cratères de dimensions impressionnantes, fait confirmé par l'abondance des cratères météoriques sur la Lune, Mercure, Mars et sur les satellites des planètes, par exemple sur ceux de Mars ou de Saturne.

On a calculé les orbites de quelques météorites qu'elles suivaient dans l'espace avant de rencontrer la Terre. Il s'est avéré que ces corps proviennent tous de la ceinture des astéroïdes. Ainsi on a établi qu'entre les météorites et les astéroïdes il existe une liaison étroite.

L'étude des fers météoritiques a montré que leur structure ne pouvait se former qu'à une température élevée et sous une pression énorme. Par conséquent, au moins les fers météoritiques se trouvaient autrefois au sein de gros corps célestes, il se peut qu'au sein d'une planète en formation, mais non encore formée et qui s'est désagrégée. La différence de la teneur relative négligeable des météorites en éléments radioactifs a permis d'établir pour certaines d'elles leur âge qui varie de $0,5 \cdot 10^9$ à $4,5 \cdot 10^9$ d'années.

§ 119. Lumière zodiacale et lueur antisolaire (Gegenschein)

Au printemps, par les nuits sombres sans lune, dans la partie occidentale du ciel on peut remarquer une faible luminescence qui monte de derrière l'horizon sous la forme d'un cône incliné et orienté suivant l'écliptique. Cette luminescence qui apparaît également en automne au-dessus de l'horizon oriental avant l'aube s'appelle *lumière zodiacale*. Dans la zone des tropiques, là où l'écliptique monte haut sur l'horizon, on voit bien que cette lumière passe par toutes les constellations zodiacales, mais son éclat comparable près de l'hori-

zon avec celui de la Voie Lactée, diminue avec la hauteur. A la distance de 180° du Soleil il augmente légèrement et là un œil aigu peut discerner une tache faiblement luminescente d'un diamètre de 10° environ. Elle s'appelle *lumière antisolaire* ou *Gegenschein*.

La lumière zodiacale est un effet de la diffusion de la lumière solaire par les grains de poussière très fins, microscopiques, qui forment un nuage raréfié aplati dans lequel baignent le Soleil et les planètes. La densité de ce nuage de poussière est infime (10^{-22} à 10^{-23} g/cm^3), et il n'entrave pas le mouvement des planètes. L'éclat de la lumière antisolaire est probablement renforcé sous l'action de la diffusion de la lumière solaire par les molécules de gaz et les ions qui s'échappent de l'atmosphère terrestre chassés par la pression des rayons solaires et du vent solaire.

CHAPITRE XII

ÉTOILES

§ 120. Détermination des distances stellaires

La nature physique des étoiles est la même que celle du Soleil et leurs nombreuses caractéristiques sont analogues à celles de notre astre du jour. Les distances immenses qui nous en séparent empêchent de voir leurs disques même dans les télescopes les plus puissants.

Les distances jusqu'aux étoiles sont déterminées par la méthode trigonométrique, méthode fondamentale où on retient en tant qu'unité de mesure le demi-grand axe ou le rayon de l'orbite terrestre $a_0 = 1$ u.a., du fait que l'éloignement énorme des étoiles rend ces notions identiques. On mesure dans un intervalle de six mois aux points diamétralement opposés de l'orbite terrestre le déplacement parallactique de l'étoile (cf. fig. 57, *b*, positions *1* et *3* de l'étoile), dont la moitié s'appelle *parallaxe annuelle* π. Par conséquent, la parallaxe annuelle est l'angle maximal sous lequel se présente le rayon de l'orbite terrestre à partir de l'astre*.

Puisque π est toujours mesuré en secondes d'arc (″) et 1 radian = 206 265″, la distance

$$r = \frac{206\,265 a_0}{\pi} = \frac{206\,265}{\pi} \text{ u.a.}$$

Pour les étoiles et les objets célestes aussi éloignés, $\pi < 1''$ et pour la mesure des distances qui nous en séparent l'unité astronomique est trop petite. On utilise donc une autre unité de mesure, le

* Dans la littérature astronomique le mot « annuel » est omis du fait que les parallaxes diurnes des étoiles sont nulles.

parsec (pc), abréviation de parallaxe et seconde (à la distance de 1 pc le rayon de l'orbite terrestre se présente sous un angle de 1″) ; 1 pc = = 206 265 u.a. = $30{,}857 \cdot 10^{12}$ km. Par conséquent, la distance en parsecs

$$r = \frac{1}{\pi}. \qquad (12.1)$$

Les unités de distance plus grandes : 1 kiloparsec (kpc) = 10^3 kpc et 1 mégaparsec (Mpc) = 10^3 kpc = 10^6 pc.

On emploie également comme unité la distance appelée *année de lumière* (a.l.) qui est égale à la voie parcourue par la lumière en une année et qui vaut $9{,}461 \cdot 10^{12}$ km. On voit sans peine que 1 pc = = 3,26 a.l. D'après la parallaxe on calcule la distance en parsecs, puis, si la nécessité se présente, on fait la conversion en années de lumière.

Pour l'étoile brillante Toliman (α Centaure) la plus proche

$$\pi = 0'',751 \text{ et } r = 1{,}33 \text{ pc} = 4{,}34 \text{ a.l.}$$

Les parallaxes annuelles mesurées par la méthode trigonométrique sont dites souvent *trigonométriques*. La précision de leur mesure ne dépasse pas 0″,005, ce qui permet de déterminer les distances inférieures à 200 pc. Aussi, les parallaxes trigonométriques sont-elles établies sûrement rien que pour 7500 étoiles. Les distances supérieures à 200 pc sont déterminées par d'autres méthodes, mais toutes elles d'une façon ou d'une autre sont fondées sur la connaissance de la parallaxe trigonométrique.

§ 121. Magnitude absolue et luminosité stellaire

L'éclat des étoiles ne caractérise pas leur rayonnement réel du fait qu'il dépend encore de leur distance. Pour connaître le rayonnement global réel ou la *luminosité* des étoiles, il faut calculer leur magnitude sous la condition de les placer à la même distance. Pour une telle distance standard on a retenu $r_0 = 10$ pc. La magnitude d'une étoile à la distance de 10 pc s'appelle donc *magnitude absolue*.

A la distance de r pc l'éclat E d'une étoile est caractérisé par la magnitude apparente m, et à la distance $r_0 = 10$ pc son éclat E_0 est déterminé par la magnitude absolue M. Donc

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{r_0^2} \quad \text{et} \quad \log \frac{E_0}{E} = 2(\log r - 1)$$

du fait que $r_0 = 10$.

D'après la formule de Pogson (9.1)

$$\log \frac{E_0}{E} = 0{,}4\,(m - M);$$

donc

$$M = m + 5 - 5 \log r, \quad (12.2)$$

ou, compte tenu de la formule (12.1),

$$M = m + 5 + 5 \log \pi. \quad (12.3)$$

La différence entre les magnitudes apparente et absolue s'appelle *module de distance*

$$m - M = 5 (\log r - 1). \quad (12.4)$$

Dans les formules (12.2)-(12.4) la magnitude absolue M et la magnitude apparente m appartiennent au même système photométrique de magnitudes.

La distance géocentrique du Soleil $r = 1$ u.a. $= \frac{1}{206265}$ pc; d'après la formule (12.4) le module de distance du Soleil $m_\odot - M_\odot = 5 (-\log 206\,265 - 1) = -31^m,57$. On en tire aisément la magnitude absolue du Soleil dans des systèmes photométriques différents.

Système des magnitudes	$m_\odot$ apparente	$M_\odot$ absolue
Apparent	$m_v = -26^m,78$	$M_v = +4^m,79$
Photographique	$m_{pg} = -26^m,21$	$M_{pg} = +5^m,36$
Jaune (V)	$V = -26^m,80$	$M_V = +4^m,77$
Bleu (B)	$B = -26^m,17$	$M_B = +5^m,40$
Ultraviolet (U)	$U = -26^m,07$	$M_U = +5^m,50$
Bolométrique	$m_b = -26^m,85$	$M_b = +4^m,72$

De la sorte, à partir d'une distance $r_0 = 10$ pc le Soleil a l'aspect d'une étoile faible de 5^m.

On appelle luminosité d'une étoile la puissance de son rayonnement. Si l'éclairement qu'elle produit à la frontière de l'atmosphère terrestre est E, alors, sa luminosité

$$L = 4\pi r^2 E,$$

où r est la distance jusqu'à l'étoile.

Dans les cas courants la luminosité d'une étoile est exprimée en luminosités du Soleil (cf. § 93) en adoptant que $L_\odot = 1$. Alors, d après (9.1)

$$\log L = 0,4 (M_\odot - M). \quad (12.5)$$

Pour deux étoiles de magnitudes absolues M_1 et M_2

$$\log \frac{L_1}{L_2} = 0,4 (M_2 - M_1). \quad (12.6)$$

Les magnitudes absolues des étoiles varient de -9^m à $+19^m$, c'est-à-dire leurs luminosités sont comprises dans les limites de 10^5 à 10^{-5}.

§ 122. Température des étoiles

La température des étoiles est déterminée par leur rayonnement qui s'assimile au rayonnement d'un corps noir. Le rayonnement produit par le fond continu du spectre stellaire est issu de la couche appelée photosphère (comme celle du Soleil) considérée par convention comme surface de l'étoile. Ainsi, la température d'une étoile est celle de sa photosphère, dont le rayon est envisagé comme celui de l'étoile. Les méthodes de détermination de la température stellaire sont appliquées en fonction des renseignements fournis par les observations.

La loi de Stefan-Boltzmann $\mathcal{E} = \sigma T_e^4$ permet de calculer la température efficace T_e seulement pour les étoiles à diamètre angulaire θ connu. Une étoile de rayon linéaire R émet en une seconde une énergie

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4, \tag{12.7}$$

qui à la distance r de la Terre à l'étoile se répartit suivant la surface de rayon r, dont une unité reçoit l'énergie (*densité du flux d'énergie*)

$$E = \frac{4\pi R^2 \sigma T_e^4}{4\pi r^2} = \sigma T_e^4 \left(\frac{R}{r}\right)^2, \tag{12.8}$$

déterminée par la *magnitude bolométrique* m_b de l'étoile; de plus R/r est le rayon angulaire de l'étoile en radians.

Le diamètre angulaire de l'étoile exprimé en secondes d'arc

$$\theta = 206\,265'' \frac{2R}{r}; \tag{12.9}$$

donc en remplaçant dans l'égalité (12.8) la valeur de R/r donnée par la formule (12.9), on trouve

$$T_e = 642{,}3 \sqrt[4]{\frac{E}{\sigma \theta^2}}. \tag{12.10}$$

La valeur de E est déterminée d'après les magnitudes bolométriques de l'étoile m_b et du Soleil $m_{b\odot} = -26^m{,}85$, ainsi que d'après la constante solaire $E_\odot$, puisque

$$\log \frac{E}{E_\odot} = 0{,}4\,(m_{b\odot} - m_b),$$

d'où

$$\log E = \log E_\odot - 10{,}74 - 0{,}4\, m_b. \tag{12.11}$$

Dans le même système d'unités $\frac{E_\odot}{\sigma} = 2{,}399 \cdot 10^{10}$ et $\log \frac{E_\odot}{\sigma} =$ $= 10{,}380$. En calculant le logarithme de l'expression (12.10) et

en remplaçant log E par sa valeur (12.11), on obtient

$$\log T_e = 2{,}718 - 0{,}1\, m_b - 0{,}5 \log \theta. \qquad (12.12)$$

Cette méthode est d'une application limitée du fait que les diamètres angulaires ne sont mesurés que pour 50 étoiles brillantes.

La valeur approchée de la température efficace des étoiles peut s'obtenir d'après la distribution de l'énergie dans leur spectre continu photographié dans un large domaine optique avec un spectrographe combiné au télescope réflecteur. La densité du noircissement suivant toute la longueur du spectrogramme est mesurée avec un microphotomètre autoréglable; d'après les résultats des mesures on construit la courbe de la distribution de l'énergie $E = f(\lambda)$. Ensuite on construit plusieurs courbes de distribution de Planck (cf. § 85) pour la température T_e différente, et leur forme est comparée à celle de la courbe $E = f(\lambda)$. On attribue à l'étoile la température pour laquelle la courbe de Planck s'apparente le mieux à la courbe $E = f(\lambda)$.

Cette méthode impose l'obtention des spectrogrammes bien nets à grande dispersion, ce qui n'est possible que pour les étoiles pas plus faibles que 8^m à 9^m (le spectre des étoiles plus faibles est rendu terne par une forte dispersion et s'emploie rarement).

On recourt plus souvent à la loi de Wien (cf. § 85) qui permet de calculer la *température de couleur* de l'étoile. Cette température se distingue légèrement de la température efficace, étant déterminée d'après une partie étroite du spectre.

La loi de Wien ne peut pas s'employer pour déterminer la température des étoiles blanches bleuâtres et blanches, à spectre où le maximum d'énergie repose dans l'ultraviolet absorbé par l'atmosphère terrestre. Ce n'est que ces dernières années que le spectre des étoiles blanches brillantes a été obtenu par des satellites artificiels de la Terre à partir d'une hauteur de 300 km ; ces spectres extra-atmosphériques comportent des domaines X et ultraviolet bien marqués.

La température de couleur des étoiles peut s'obtenir d'après leurs indices de couleur ou les équivalents de couleur, méthode appliquée lorsqu'il est impossible d'obtenir des spectres des étoiles faibles.

D'après la formule de Planck pour deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 du spectre continu le rapport des énergies

$$\frac{B(\lambda_2, T)}{B(\lambda_1, T)} = \frac{\lambda_1^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda_1 kT}} - 1\right)}{\lambda_2^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda_2 kT}} - 1\right)} = \frac{E_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1}}$$

est le rapport entre les *éclats monochromatiques* (c'est-à-dire les éclats dans les rayons de même longueur d'onde) déterminés par les magnitudes monochromatiques m_{λ_1} et m_{λ_2}. En adoptant $\lambda_1 < \lambda_2$ et en

négligeant l'unité entre parenthèses de l'expression précédente, on obtient

$$\log \frac{E_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1}} = 0{,}4\,(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}) = 5\,(\log \lambda_1 - \log \lambda_2) + \\ + \frac{hc}{kT}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \log e.$$

La différence des magnitudes monochromatiques $(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})$ s'appelle *équivalent de couleur* ($C_é$); de plus, de la magnitude à longueur d'onde plus petite (λ_1) on retranche toujours la magnitude qui correspond à la longueur d'onde plus grande (λ_2). Après avoir mesuré E_{λ_2} et E_{λ_1}, on trouve l'équivalent de couleur

$$C_é = m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = 2{,}5 \log \frac{E_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1}}$$

et donc

$$C_é = 12{,}5\,(\log \lambda_1 - \log \lambda_2) + 2{,}5\,\frac{hc}{k} \cdot \frac{1}{T}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \log e.$$

En notant C_0 le premier terme du deuxième membre de cette égalité et en portant la valeur de $h = 6{,}626 \cdot 10^{-27}$ ergs·s, $c = 2{,}997 \times \times 10^{10}$ cm/s; $k = 1{,}381 \cdot 10^{-16}$ erg/degrés et $\log e = 0{,}4343$, on trouve pour λ_1 et λ_2 en cm:

$$C_é = C_0 + \frac{1{,}56}{T}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)$$

et comme λ_1 et λ_2 sont toujours donnés en angströms, la température de couleur

$$T = \frac{1{,}56}{C_é - C_0}\left(\frac{10^8}{\lambda_1} - \frac{10^8}{\lambda_2}\right). \qquad (12.13)$$

Alors, pour l'indice de couleur ordinaire $C = m_{pg} - m_v$, on obtient

$$T = \frac{7200}{C + 0^m{,}65}, \qquad (12{,}14)$$

et pour l'indice de couleur principal $(B - V)$

$$T = \frac{7920}{(B - V) + 0^m{,}72}. \qquad (12.15)$$

La température de la plupart des étoiles varie de 2800 à 30 000°, bien qu'il existe également d'autres valeurs.

§ 123. Rayons des étoiles

Les rayons linéaires des étoiles sont déterminés le mieux par leurs diamètres angulaires mesurés à l'aide des *interféromètres* optiques uniques. Le premier interféromètre de ce type aux miroirs

distants de 6 m a été créé par A. Michelson (1852-1931) et F. Peeze (1881-1938) en 1920 qui ont transformé le réflecteur de 2,5 mètres d'ouverture de l'observatoire de Mont Wilson (fig. 146). En 1930 la distance entre les miroirs a été portée à 15 m, et pourtant au total on n'est parvenu à mesurer les diamètres angulaires que pour 9 étoiles brillantes, qui valaient de 0",056 (o Baleine) à 0",009 (α Baleine).

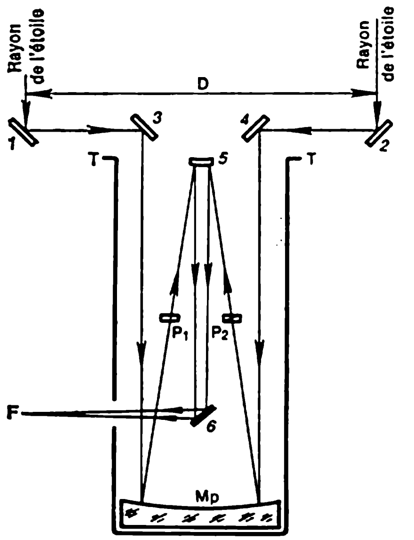


Fig. 146. Schéma de l'interféromètre de Michelson et de Peeze

1, 2, 3, 4, 6, miroirs plans; *5*, miroir convexe hyperbolique; *P*, miroir principal de 2,5 m de diamètre; *T*, carcasse du télescope; P_1, plaque plate parallèle; P_2, plaque identique composée de deux coins; *F*, foyer où s'obtient l'image d'interférence; la distance *D* peut être modifiée dans les limites de 6 m

En 1967 à l'observatoire de Narabri (Australie) a été mis en service l'interféromètre de Brown et Touiss, composé de deux miroirs sphériques de 6,6 mètres de diamètre et de photomultiplicateurs placés en leurs foyers. Les miroirs se déplaçaient sur un rail circulaire de 180 m de diamètre, ce qui permettait de changer la distance entre les miroirs. Cet interféromètre s'appelle souvent *interféromètre d'intensité*, le principe de son action étant fondé non pas sur l'interférence de la lumière, mais sur l'enregistrement de la différence entre les nombres de photons des rayons cohérents qui frappent les miroirs, opération assurée par un ordinateur. Un tel interféromètre permet de mesurer les diamètres angulaires des étoiles jusqu'à $2^m,5$ mais chaque mesure demande quelques dizaines d'heures. En dix ans d'observation on a mesuré près de 50 étoiles, parmi lesquelles c'est ε Orion à $\theta =$ $= 0'',00072$ qui avait le plus petit diamètre.

Les radiointerféromètres ne peuvent pas être employés dans ce but, les étoiles émettant un rayonnement radio négligeable.

Les dimensions angulaires θ des étoiles peuvent être calculées d'après leurs magnitude bolométrique m_b et température efficace T_e en utilisant à cet effet la formule (12.12) ; mais si T_e est inconnue, il faut la remplacer par la température de couleur T.

Puisque la distance r jusqu'à l'étoile s'obtient en parsecs, son rayon linéaire

$$R = \frac{\theta \cdot r}{1 \cdot 206\,265}\ \text{pc} = \frac{\theta \cdot 206\,265 \cdot 149,6 \cdot 10^6\ \text{km}}{2 \cdot 206\,265} \cdot r = 74,8 \cdot 10^6 \cdot \theta \cdot r\ \text{km}.$$

Les rayons des étoiles sont exprimés d'habitude en rayons de Soleil ($R_\odot = 696 \cdot 10^3$ km); donc

$$R = \frac{74{,}8 \cdot 10^6}{696 \cdot 10^3} \cdot \theta \cdot r = 107{,}5 \cdot \theta \cdot r,$$

et comme $r = 1/\pi$, on a finalement

$$R = 107{,}5 \frac{\theta}{\pi}. \tag{12.16}$$

Le rayon de l'étoile peut se calculer d'après sa magnitude bolométrique absolue M_b. En appliquant la formule (12.7) au rayonnement de l'étoile et du Soleil, on obtient la luminosité bolométrique de l'étoile

$$L_b = \frac{R^2 \cdot T_e^4}{R_\odot^2 \cdot T_\odot^4},$$

et puisque

$$\log L_b = 0{,}4 \ (M_{b\odot} - M_b) = 2\log R + 4\log T_e - 4\log T_\odot - 2\log R_\odot,$$

en adoptant $M_{b\odot} = +4^m{,}72$; $T_\odot = 5800°$ et $R_\odot = 1$, on obtient

$$\log R = 8{,}471 - 0{,}2\, M_b - 2\log T_e. \tag{12.17}$$

Si on utilise les indices de couleur ordinaire C et principal $(B - V)$, il vient

$$\log R = 0{,}82\, C - 0{,}2\, M_v + 0{,}50 \tag{12.18}$$

et

$$\log R = 0{,}72\, (B - V) - 0{,}2\, M_V + 0{,}51, \tag{12.19}$$

où M_V est la magnitude apparente et M_V, la magnitude absolue jaune.

Les rayons des étoiles varient dans de larges limites de 0,003 $R_\odot$ pour les naines blanches, à 1000 $R_\odot$ pour les supergéantes. Par exemple, pour Bételgeuse (α Orion) le rayon $R = 1000 R_V = 4{,}65$ u.a., ce qui n'est que de peu moins que le rayon de l'orbite de Jupiter ($a = 5{,}20$ u.a.).

§ 124. Masses stellaires

La masse d'une étoile est l'une de ses caractéristiques principales. Les renseignements sur cette caractéristique sont fournis surtout par les observations des *étoiles doubles visuelles*, couples physiques d'étoiles liées par la force de gravitation mutuelle qui tournent autour d'un centre de masse commun. Elles sont dites visuelles parce que leur dualité est établie par observation au télescope assurant un grossissement suffisant; lorsqu'elles sont accessibles à l'œil nu, elles se présentent comme des objets uniques, les distances angulaires ρ

entre les composantes (membres du couple physique) ne dépassant pas quelques dizaines de secondes d'arc. Les exemples de ces étoiles à composantes discernables au télescope scolaire sont donnés par β Cygne ($\rho = 35''$), α Chien de Chasse ($\rho = 20''$), ζ Grande Ourse ($\rho = 15''$), γ Andromède ($\rho = 10''$), etc.

La composante plus brillante du couple stellaire est dite *principale*, et celle qui est moins brillante s'appelle *compagnon*. Leurs distances jusqu'au Soleil et la Terre sont pratiquement les mêmes, bien

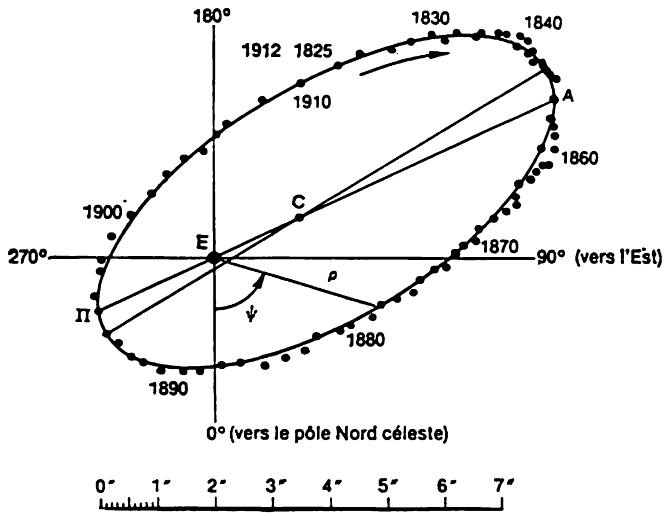


Fig. 147. Orbite apparente du compagnon de la double visuelle 70 Ophiuchus (1825-1912)

qu'il existe, certes, une certaine différence négligeable. La position du compagnon par rapport à l'étoile principale est déterminée par la distance angulaire ρ et l'angle de position ψ, compté vers l'Est dans la direction du pôle Nord céleste (fig. 147). D'après les données des mesures dont la réalisation demande plusieurs années (et parfois des dizaines d'années), on construit l'orbite apparente relative du compagnon, qui a la forme d'une ellipse; mais l'étoile principale (E) se trouve hors du foyer de cette dernière, l'orbite étant une projection de l'orbite elliptique réelle sur le plan tangent à la sphère céleste ou plan du ciel. L'étoile principale se trouve en l'un des foyers de l'orbite elliptique réelle, dont le centre dans la projection n'est pas déplacé. Ceci fait que la droite $A\Pi$ menée par le centre de l'ellipse C et l'étoile principale (E) représente la projection du grand axe de l'orbite réelle. Le point de l'orbite réelle du compagnon le plus proche de l'étoile principale s'appelle *périastre* (Π), et le plus éloigné, *apoastre* (A).

Il existe des méthodes qui d'après les données sur l'orbite apparente permettent de calculer les éléments de l'orbite réelle: le demi-grand axe a'' en secondes d'arc, l'excentricité e et l'inclinaison i au plan du ciel à la sphère céleste, alors que la période de révolution T du compagnon se trouve directement à partir des observations de sa position aux années différentes. Pour des couples stellaires différents ces périodes sont différentes, varient de 6 ans à plusieurs milliers d'années et peuvent être calculées seulement pour celles des étoiles doubles dont le mouvement orbital est établi ne serait-ce que pour un quart de révolution.

Si on connaît la parallaxe π de l'étoile double, on calcule sans peine en unités astronomiques le demi-grand axe a de l'orbite réelle. En effet, a se présente à nos yeux, sur la Terre, sous un angle a'' (fig. 148), alors que 1 u.a. $= a_0$ est vue de l'étoile sous un angle π''; donc $a = r \sin a''$ et $a_0 = r \sin \pi'' = 1$ u.a., d où, les angles étant petits,

$$a = \frac{a''}{\pi''} \text{ u.a.}$$

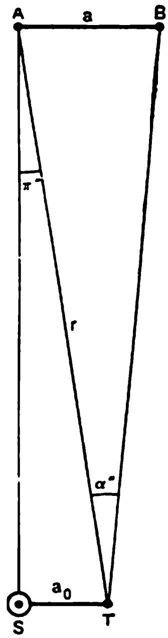


Fig. 148. Calcul du demi-grand axe de l'orbite d'une étoile double: *A* et *B*, composantes; S, Soleil; T, Terre

Soit $\mathfrak{M}_1$ et $\mathfrak{M}_2$ les masses des composantes d'une étoile double: $\mathfrak{M}_\odot$, la masse du Soleil et $\mathfrak{M}_0$, la masse de la Terre. Alors, d'après la troisième loi généralisée de Kepler

$$\frac{T^2(\mathfrak{M}_1+\mathfrak{M}_2)}{T_0^2(\mathfrak{M}_\odot+\mathfrak{M}_0)} = \frac{a^3}{a_0^3}.$$

Exprimons T en années ($T_0 = 1$ an) et a en u.a. ($a_0 = 1$ u.a.), négligeons la masse de la Terre par rapport à la masse du Soleil et adoptons $\mathfrak{M}_\odot = 1$ pour trouver la somme des masses des composantes de l'étoile double en masses du Soleil

$$\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = \frac{a^3}{T^2}. \tag{12.20}$$

S'il est possible de mesurer la position de chaque composante par rapport aux étoiles faibles éloignées, on calcule d'une façon analogue les demi-grands axes a_1'' et a_2'' des orbites absolues de chaque composante autour de leur centre de masse commun. Il vient

$$\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{a_2''}{a_1''}.$$

Cette expression et l'égalité (12.20) permet de calculer les masses de chaque composante à part.

D'après les masses et les luminosités connues des composantes des étoiles doubles on construit la relation statistique *masse-luminosité* qui d'après leur luminosité permet de trouver la masse des étoiles simples (§ 127). Les masses de diverses étoiles varient de 0,05 à 80 masses solaires.

§ 125. Spectres stellaires et classification spectrale

En analysant les spectres de nombreuses étoiles on peut les ranger en une série définie, le long de laquelle en passant d'un spectre à l'autre, certaines raies sont renforcées, alors que d'autres faiblissent. La présence de telles ou telles raies est conditionnée par la température efficace. Par conséquent une série spectrale de ce genre est également une série déterminée par la température.

A ce jour on a étudié les spectres de plus de 500 000 étoiles. Ces spectres sont répartis suivant les classes spectrales notées d'après la *classification de Harvard* (université de Harvard, Etats-Unis) par des lettres dans l'ordre suivant:

```
                  C
                 /
O — B — A — F — G — K — M
                 /
                S
```

En passant de gauche à droite la couleur de l'étoile change de bleuâtre pour la classe O ($B - V = -0^m,35$) vers le blanc de la classe A ($B - V = 0^m$), le jaune de la classe G ($B - V = 0^m,6$) et le rouge de la classe M ($B - V = 1^m,5$). Cette modification de la couleur témoigne que la température efficace des étoiles décroît de 30 000 K pour la classe O jusqu'à 2500 K pour la classe M.

Chaque classe est divisée en 10 sous-classes (par exemple, A0, A1, A2, ..., A9, F0, ...). Pour chaque classe suivante il est d'usage de dire qu'elle est plus avancée que la précédente. Le critère principal de la classification spectrale est l'intensité des raies atomiques et des bandes moléculaires (fig. 149).

Les spectres stellaires de la classe O sont caracterisés par la présence des raies d'hélium ionisé He II et des atomes à ionisation multiple d'azote, de carbone, d'oxygène et de silicium. Les sous-divisions de la classe O commencent à partir de O5.

Les raies intenses des spectres des étoiles blanches bleuâtres de la classe B sont celles de l'hélium neutre, ainsi que de l'azote, du carbone, de l'oxygène et du silicium, mais à des niveaux d'ionisation plus bas. Bien nettes sont les raies d'hydrogène, dont l'inten-

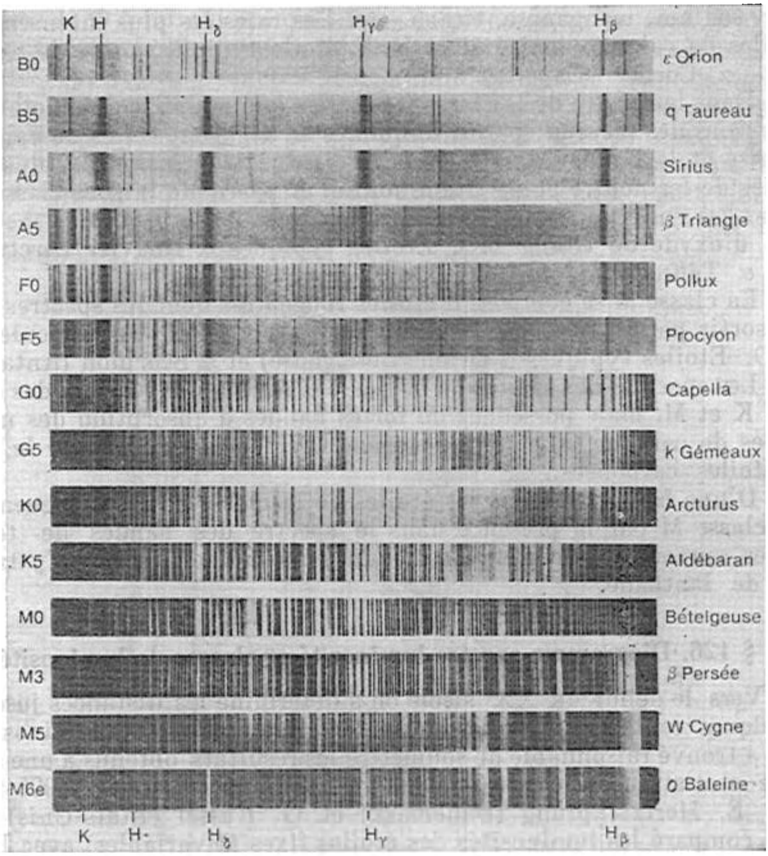


Fig. 149. Spectres des étoiles de différentes classes spectrales

sité se renforce lors du passage de la classe B1 à B9. Le représentant typique de cette classe est l'étoile α Vierge (Spica).

Dans les spectres des étoiles de la classe A (étoiles blanches) les raies d'hydrogène atteignent l'intensité maximale, alors que les raies d'hélium sont sensiblement affaiblies. On voit bien les raies de calcium neutre et ionisé, les raies de fer neutre. Ses étoiles typiques sont α Grand Chien (Sirius) et α Lyre (Véga).

Les spectres des étoiles jaunes-blanches de la classe F se distinguent par les raies intenses d'hydrogène et les nombreuses raies des métaux. L'étoile typique est α Petit Chien (Procyon).

La classe G est formée par les étoiles jaunes, y compris le Soleil qui appartient à la sous-classe G2. Les raies principales de leurs spectres ne sont déjà plus celles d'hydrogène, mais de nombreux métaux:

fer, sodium, manganèse, titane, etc. Les raies les plus intenses sont celles de calcium ionisé H et K. L'étoile typique, outre le Soleil, est α Cocher (Capella).

Dans le spectre de la classe K (étoiles oranges) il y a de nombreuses raies des métaux, parmi lesquelles se dégagent celles de calcium ionisé et la bande $\Delta\lambda = 4305$-4315 Å, due à la fusion de plusieurs raies de fer neutre et de titane ionisé. A partir de la sous-classe K5 dans les spectres apparaissent des bandes d'absorption des molécules d'oxyde de titane TiO. Etoiles typiques α Bouvier (Arcturus) et α Taureau (Aldébaran).

La classe M se compose d'étoiles rougeâtres dont les spectres font ressortir particulièrement les bandes d'absorption des molécules de TiO. Etoiles typiques α Orion (Bételgeuse) et α Scorpion (Antarès).

Les spectres des étoiles de la classe C ressemblent à ceux des classes K et M, mais possèdent de fortes bandes d'absorption des molécules de carbone C_2 et de cyanogène CN. On leur a affecté le nom d'étoiles carbonées.

D'une façon analogue les étoiles de la classe S se distinguent de la classe M par la présence dans le spectre des bandes de terres rares, surtout de zirconium ZrO, et dans une moindre mesure d'yttrium et de lanthane.

§ 126. Diagramme spectre-luminosité et classes de luminosité

Vers le début du XXe siècle on a déterminé les distances jusqu'à quelques centaines d'étoiles et par là même établi leurs luminosités. On a trouvé raisonnable de soumettre les résultats obtenus à une analyse statistique. Ce travail a été réalisé dans les années 1905-1912 par E. Hertzschprung (Danemark) et G. Russel (Etats-Unis) qui ont comparé les luminosités des étoiles fixes (invariables) avec leurs classes spectrales pour dresser le *diagramme spectre-luminosité* ou, comme on l'appelle souvent *diagramme* de *Hertzschprung-Russel* (H-R). Sur ce diagramme on porte en abscisses les classes spectrales (ou les indices de couleur principaux qui leur correspondent, ou encore les températures), et en ordonnées, les magnitudes absolues M (ou les luminosités L).

S'il n'y avait aucune relation entre ces grandeurs, elles se répartiraient sur le diagramme d'une façon arbitraire en le couvrant uniformément. Or, elles forment sur le *diagramme plusieurs séries* (fig. 150).

Un grand nombre d'étoiles reposent le long d'une bande relativement étroite qui s'étend du coin haut gauche du diagramme à droite et en bas. Cette bande s'appelle *série* ou *séquence principale*. Autrefois on admettait qu'à gauche de la série principale reposent les étoiles jeunes, aux stades précoces de leur évolution, et à droite, des étoiles vieilles à évolution plus avancée, ce qui a fait que les

classes de O à F0 ont été qualifiées de précoces, et les classes F à M, avancées. La faible luminosité des étoiles de la série principale des classes spectrales avancées leur a fait donner le nom de *naines*.

Un nombre peu grand d'étoiles des classes avancées (G à M) à magnitudes absolues $M \approx +1$ forment le groupe compact des *géantes*. Leur luminosité est de 100 à 1000 fois plus forte que celle des étoiles de la série principale de la même classe spectrale. Les températures efficaces des étoiles de la même classe spectrale étant

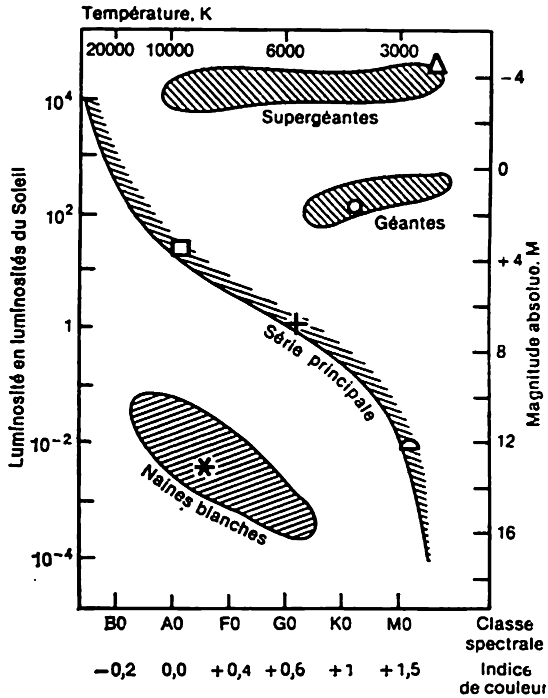


Fig. 150. Diagramme de Hertzschprung-Russel des étoiles au voisinage du Soleil. La croix marque la position du Soleil; le carré, celle de Sirius A; le rond, celle d'Arcturus; le triangle, celle de Bételgeuse; l'astérisque, celle de Sirius B; la moitié d'un rond, celle de l'étoile Kruger 60

identiques, la différence des luminosités est liée à la différence de leurs dimensions. D'après (12.7) les rayons des géantes sont des dizaines de fois plus grands que les rayons des étoiles de la série principale. C'est justement pour cette raison qu'elles ont été nommées géantes.

La partie supérieure du diagramme se compose d'étoiles dont les luminosités sont de 10^4 fois supérieures à celle du Soleil. Elles sont des centaines et des milliers de fois plus grandes que les étoiles de

la série principale de la même classe spectrale, d'où leur nom de *supergéantes*.

A gauche de la partie inférieure du diagramme se trouvent les étoiles dont les luminosités sont des centaines et des milliers de fois inférieures à celles des étoiles de la même classe spectrale appartenant à la série principale, ce qui témoigne de leurs dimensions relativement petites qui ne font que des dizaines de milliers de kilomètres. Ces étoiles dans leur majorité étant blanches, on les a nommé *naines blanches*.

L'intensité et la largeur des raies spectrales isolées des étoiles de la même classe spectrale mais de luminosité différente, présentent des différences qui permettent d'établir leur appartenance aux *classes de luminosité*. Il existe neuf classes de luminosité dont quatre seulement sont représentées sur la figure 150: 0: supergéantes les plus brillantes; Ia: supergéantes brillantes; Ib: supergéantes normales; II: géantes brillantes; III: géantes normales; IV: sous-géantes; V: série principale; VI: sous-naines brillantes; VII: naines blanches. La classe de luminosité est notée après la classe spectrale. Par exemple, pour le Soleil: étoile de la classe G2V. Le tableau 7 donne l'indice de couleur principal $B - V$ et la température efficace des trois classes de luminosité stellaire, et le tableau 8, les paramètres de certaines étoiles.

§ 127. Relations entre les caractéristiques stellaires observées. Fonctions de masse et de luminosité

La comparaison des masses des composantes des étoiles doubles, établies d'après les observations, avec leurs magnitudes absolues révèle l'existence d'une relation entre la masse et la luminosité des objets qui appartiennent à la série principale. Ainsi, la masse moyenne des étoiles de la classe M0 V vaut $0{,}5\mathfrak{M}_\odot$; de la classe K0 V, $0{,}8\mathfrak{M}_\odot$; de la classe F0 V, $1{,}8\mathfrak{M}_\odot$; de la classe A0 V, $4\mathfrak{M}_\odot$; de la classe B0 V, $14\mathfrak{M}_\odot$ et de la classe O5 V, environ $35\mathfrak{M}_\odot$. Dans l'intervalle des masses $0{,}5\mathfrak{M}_\odot \leqslant \mathfrak{M}_\odot \leqslant 10\mathfrak{M}_\odot$ la luminosité est proportionnelle à la puissance quatre de la masse

$$L \backsim \mathfrak{M}^4. \qquad (12.21)$$

Pour les étoiles de la série principale il existe une relation empirique entre la luminosité et le rayon

$$L \backsim R^{5,2}. \qquad (12.22)$$

Les formules (12.21) et (12.22) permettent de trouver

$$R \backsim \mathfrak{M}^{0,75}, \qquad (12.23)$$

Tableau 7

Relation entre la couleur et les températures efficaces d'une part et les classes spectrales des étoiles de l'autre

Classe spectrale	Classes de luminosité					
	Série principale (V)		Géantes (III)		Supergéantes (I)	
	Indice de couleur	Température efficace	Indice de couleur	Température efficace	Indice de couleur	Température efficace
O5	—0,35	40 000				
BO	—0,31	28 000			—0,25	30 000
B5	—0,16	15 500				
AO	0,00	9 900			0,00	12 000
A5	0,13	8 500				
FO	0,27	7 400			0,25	7 000
F5	0,42	6 580				
GO	0,57	6 030	0,65	5 600	0,70	5 700
G5	0,70	5 520	0,85	5 000	1,06	4 850
KO	0,89	4 900	1,07	4 500	1,39	4 100
K5	1,18	4 130	1,41	3 800	1,70	3 500
MO	1,45	3 480	1,60	3 200	1,94	
M5	1,63	2 800	1,85		2,14	

Tableau 8

Paramètres de certaines étoiles

Nom	Classe spectrale	Température efficace, T_e, K	Luminosité, $L/L_\odot$	Masse $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot$	Rayon $R/R_\odot$	Densité moyenne ρ, g/cm³
			Série principale			
ξ Cocher	B8	11 000	220	10,2	3,5	0,33
Véga	AO	9 500	85	2,8	3,0	0,14
Sirius A	A1	9 250	27	2,1	2,0	0,36
Procyon	F5	6 570	7,4	1,8	2,2	0,23
α Centaure	G2	5 730	1,3	1,02	1,2	0,8
70 Ophiuchus	KO	4 900	0,51	0,78	0,89	2,2
η Cassiopée	MO	3 600	0,09	0,54	0,82	1,4
			Géantes			
Capella	G8	4 900	220	3,3	23	$4\cdot10^{-4}$
Arcturus	K2	4 000	130	4,2	26	$3\cdot10^{-4}$
			Supergéantes			
Rigel	B8	11 200	$2\cdot10^{5}$	40	138	$2\cdot10^{-5}$
Antarès	M1	3 300	$3\cdot10^{4}$	19	560	$1{,}5\cdot10^{-7}$
			Naines blanches			
Sirius B	A5	8 200	0,0027	1,0	0,02	$1{,}8\cdot10^{5}$

et profitant de la formule (12.7), on obtient encore la relation entre la température efficace et la masse:

$$T_e \backsim \sqrt[4]{\frac{L}{R^2}} \backsim \mathfrak{M}^{0,6}. \qquad (12.24)$$

On voit que plus la masse de l'étoile est faible, plus sa température efficace est basse, plus sa classe spectrale est avancée.

Si on connaît à partir des observations la luminosité et la classe spectrale de l'étoile, la relation (12.21) permet souvent d'évaluer sa masse $\mathfrak{M}$. En particulier, pour les étoiles de la série principale des classes B3 à M0 $\left(10 \geqslant \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot} \geqslant 0,5\right)$, la relation (12.21) devient

$$\mathfrak{M} \approx L^{0,25} = 10^{0,1(M_\odot - M)} \approx 3 \cdot 10^{-0,1M}. \qquad (12.25)$$

Ici on a tenu compte de la magnitude bolométrique absolue du Soleil $M_\odot = +4^m,72$.

Les calculs amènent à conclure qu'au voisinage du Soleil pour une supergéante il y a environ 1000 géantes, à peu près 10^7 d'étoiles de la série principale et près de 10^6 de naines blanches.

Le nombre d'étoiles de masse donnée $\mathfrak{M}$ dans une unité de volume est déterminé par la *fonction de masse*. Les dénombrements des étoiles montrent que la fonction de masse $f(\mathfrak{M})$ peut être approximée par l'expression

$$F(\mathfrak{M}) = \frac{\text{const}}{\mathfrak{M}^{2,35}}. \qquad (12.26)$$

Il s'est avéré que les étoiles de masse $\mathfrak{M} = 10\mathfrak{M}_\odot$ sont à peu près 220 fois moins nombreuses et de masse $\mathfrak{M} = 0,1\ \mathfrak{M}_\odot$ 220 fois plus nombreuses que les étoiles de masse $\mathfrak{M} = 1\mathfrak{M}_\odot$. Ceci signifie également que la population est la plus nombreuse dans la partie inférieure de la série principale. D'après les dénombrements au voisinage du Soleil les étoiles à luminosité 10^4 fois plus faible que celle de notre astre du jour sont les plus nombreuses.

§ 128. Différence dans les spectres des géantes et des naines. Parallaxes spectrales

L'analyse des spectres des objets de la même classe spectrale mais de différentes classes de luminosité montre que dans le cas de luminosité élevée (géantes et supergéantes) certaines raies d'absorption sont très marquantes. Par exemple, dans les spectres des géantes, celles des ions des atomes facilement ionisés de calcium Ca II et de strontium Sr II (leurs potentiels d'ionisation sont respectivement $\chi = 6,1$ et 5.7 eV) sont sensiblement plus intenses que dans les spectres des étoiles de la série principale de la même classe spec-

trale, alors que l'intensité des raies des atomes neutres Ca I et Sr I, est au contraire plus forte pour la série principale. Ce comportement des raies spectrales s'explique par la différence entre les densités des atmosphères stellaires. Pour les supergéantes et les géantes cette densité est de quelques ordres plus faible que dans le cas de la série principale.

Un bon indicateur de l'appartenance des étoiles des classes spectrales F à K aux classes de luminosité différentes est la présence des raies $\lambda = 4063$ Å du fer neutre et $\lambda = 4077$ Å du strontium ionisé. Lorsqu'on passe des naines aux géantes, l'intensité de la première raie diminue, alors que celle de la deuxième augmente. Le quotient de l'intensité de ces raies $I_{4063} : I_{4077}$ croît avec l'augmentation de la magnitude absolue M, et par suite, on peut l'utiliser pour déterminer la magnitude absolue des étoiles.

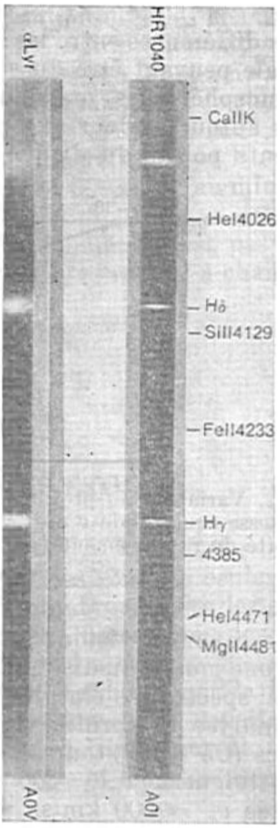


Fig. 151. Elargissement des raies de Balmer dans les spectres des étoiles de la série principale (A0V) par rapport aux raies des spectres des supergéantes (A0I)

La densité de la matière dans l'atmosphère stellaire influe non seulement sur l'intensité de nombreuses raies d'absorption, mais aussi sur leur largeur. Elles sont sensiblement plus larges dans le cas d'une atmosphère très dense que dans celui d'une atmosphère raréfiée (voir §§ 88 et 89). Il en est ainsi du fait que dans le cas d'une densité élevée la distance moyenne entre les particules chargées et les atomes est plus petite, ce qui rend les niveaux énergétiques des atomes bien plus larges. L'élargissement des raies par effet Stark est particulièrement notable pour les étoiles denses (fig. 151).

De la sorte, en étudiant les particularités des spectres stellaires on peut déterminer la classe de luminsité des étoiles et leur magnitude absolue M, et puis d'après la magnitude apparente m établie par observation, calculer en appliquant la formule $M = m + 5 + 5 \log \pi$, la *parallaxe spectrale* π de l'étoile et la distance qui correspond à elle

$r = \frac{1}{\pi}$. C'est précisément de cette façon qu'on a trouvé les distances jusqu'à de nombreux milliers d'étoiles auxquelles la méthode de la parallaxe trigonométrique est inapplicable.

§ 129. Rotation et champ magnétique

Les différences entre les spectres de deux étoiles de la même classe spectrale peuvent être dues non seulement à la différence des densités atmosphériques, mais aussi à celle des vitesses de rotation de ces étoiles autour de leur axe propre. Pour un observateur terrestre les différents points du disque stellaire ont une vitesse différente sui-

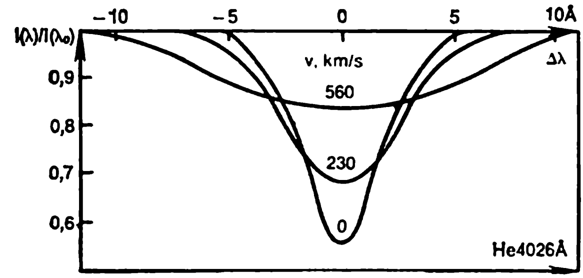


Fig. 152. Variation du profil de la raie spectrale d'hélium λ 4026 en fonction de la vitesse équatoriale v de l'étoile. En ordonnées est portée la relation entre l'intensité du rayonnement I_λ et l'intensité au centre de la raie I_{λ_0}, en abscisses. $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$

vant le rayon de vision. En vertu de la formule de Doppler, l'approche d'une moitié du disque et l'éloignement de l'autre moitié font que la raie spectrale s'élargit (fig. 152).

L'analyse des profils des raies montre que les étoiles des classes précoces (O5 — F0) tournent sur leur axe à des vitesses qui à l'équateur atteignent $v_e = 300$ à 400 km/s et plus. En particulier pour φ Persée $v_e = 500$ km/s.

La rotation rapide change la forme de l'étoile déterminant l'augmentation du rayon équatorial par rapport au rayon polaire et dans certains cas déclenche un écoulement important de la matière à partir de la surface et la formation autour d'elle des enveloppes de gaz sous forme de disques étendus.

Les vitesses de rotation équatoriales des étoiles de la série principale des classes spectrales F5—M sont inférieures à 10 km/s. Les observations montrent que la limite de la différence brusque entre les étoiles animées d'une rotation lente et rapide passe justement près de la sous-classe spectrale F5. L'allure de la rotation des géantes et des supergéantes présente aussi de l'intérêt. Les géantes des

classes précoces tournent plus lentement que les étoiles de la série principale de la même classe, alors que dans les classes avancées, à l'inverse, les vitesses équatoriales de certaines géantes de la classe G atteignent 100 km/s. Lorsqu'on passe des classes précoces aux classes avancées des supergéantes les vitesses des rotations diminuent rapidement de 100 km/s à 10 km/s.

Les méthodes existantes permettent de mesurer les champs magnétiques d'une intensité $H > 200$ Œ (§ 88). Actuellement on connaît plus de 100 étoiles pour lesquelles l'intensité du champ magnétique atteint ou dépasse 1000 Œ, dans la plupart des cas ce champ est variable dans le temps et change parfois sa polarité. Ce sont surtout des étoiles de la classe A. Ainsi, pour l'étoile HD 215441 l'intensité du champ magnétique atteint au maximum 34 000 Œ, et au minimum, 12 000 Œ, avec des variations irrégulières de H dans cet intervalle. Pour le moment la nature de ce phénomène n'est pas claire. On a établi récemment qu'il existe des géantes rouges à champ magnétique d'une intensité $H \simeq 1000$ Œ.

CHAPITRE XIII

STRUCTURE INTERNE DES ÉTOILES

Les couches les plus extérieures des étoiles sont les seules accessibles aux observations directes. Pour de nombreuses étoiles on parvient à déterminer les masses, les rayons, les luminosités, les températures efficaces et la composition chimique. La théorie de la structure interne des étoiles a pour tâche de déterminer sur la base de ces renseignements les variations de la pression, de la densité, de la température et de la composition chimique à l'intérieur de l'étoile, d'élucider la nature des sources de son énergie et les processus de son transport vers la surface.

§ 130. Conditions physiques au sein des étoiles

Pour établir les conditions qui règnent à l'intérieur des étoiles on s'inspire de mêmes hypothèses que celles exposées au § 99 pour construire le modèle de la structure interne du Soleil.

On admet que les étoiles sont à l'état d'équilibre hydrostatique. Cela signifie qu'à toute distance du centre la force d'attraction est équilibrée par la pression du gaz. Cette condition est de la forme

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\mathfrak{M}(r)}{r^2}\rho, \tag{13.1}$$

où $\mathfrak{M}(r) = \int_0^r 4\pi\rho(r)\,r^2 dr$ est la masse qui se trouve dans une sphère de rayon r; $\rho(r)$, la densité à la distance r du centre.

En posant dans (13.1) $\rho = \bar{\rho}$, $\frac{dp}{dr} \approx -\frac{p}{R}$, $\mathfrak{M}(r) \approx \mathfrak{M}$, $r \approx R$ et en utilisant l'équation de Clapeyron-Mendéléev, on calcule facilement la valeur de la pression p_c et la température T_c au centre de l'étoile. Les expressions obtenues, à facteur d'ordre 1 près, coïncident avec la formule (10.2) déduite pour le Soleil. En portant dans (10.2) la relation statistique entre la masse et le rayon de l'étoile (12.23) on trouve la relation entre la température centrale et la masse de l'étoile et sa composition chimique:

$$T_c \approx 14\cdot 10^6 \left(\frac{\mu}{\mu_\odot}\right)\left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}\right)^{1/4}. \qquad (13.2)$$

A l'intérieur d'une étoile du type Soleil, $p_c \approx 3\cdot 10^9$ atm, et la température, $14\cdot 10^6$ K.

Au sein d'une étoile du type B0 à $\mathfrak{M} \approx 14\mathfrak{M}_\odot$ la température est de $20\cdot 10^6$ K, alors que pour les étoiles de la classe M elle est plus petite que $10\cdot 10^6$ K.

Aux températures qui règnent à l'intérieur des étoiles pratiquement tous les éléments chimiques sont complètement ionisés. Seuls les électrons plus lourds maintiennent leurs électrons internes.

Transport d'énergie dans les étoiles. La température à l'intérieur des étoiles atteint des millions de degrés, alors qu'à la surface elle est des milliers de fois plus basse. Cette différence détermine la formation d'un courant de chaleur dirigé vers l'extérieur dans la direction des températures basses. A l'intérieur des étoiles, tout comme dans le Soleil, ce flux d'énergie est maintenu durant des millions et même des milliards d'années par les réactions thermonucléaires qui ont la source principale de l'énergie stellaire (§ 100).

Dans ce qui précède (§ 101) nous avons déjà noté que le transport d'énergie dans les étoiles peut être effectué par rayonnement ou convection. Examinons ces mécanismes de plus près. Supposons d'abord que le transport d'énergie est réalisé par rayonnement et qu'on est en présence de l'équilibre radiatif, c'est-à-dire la couche de matière donnée absorbe autant d'énergie qu'elle en émet. Si l'énergie est libérée seulement par les parties les plus internes de l'étoile, le flux total du rayonnement à travers la surface de la sphère de rayon r, c.-à-d. la luminosité de l'étoile $L(r)$, est constante. Notons par $F = \frac{L(r)}{4\pi r^2}$ le flux d'énergie rayonnante par unité de surface de la sphère de rayon r. Soit, ensuite, $\varkappa$ le coefficient d'absorption calculé pour l'unité de masse de la matière (coefficient d'opacité), et dr, l'épaisseur

de la couche sphérique. Alors, l'énergie absorbée par l'élément de masse donné vaut $\frac{L(r)}{4\pi r^2}\varkappa\rho\, dr$. En la divisant par la vitesse de la lumière c on obtient la valeur de l'impulsion transmise par le rayonnement à la matière par seconde. Cette impulsion est égale à la différence de la pression radiative appliquée « d'en haut » à l'élément fixé, où la pression radiative $p_R = p_{R_2}$, et « d'en bas » (p_{R_1}), c'est-à-dire à la valeur $dp_R = p_{R_2} - p_{R_1}$. En égalant la valeur de l'impulsion transmise par le rayonnement à la matière, à la différence de la pression radiative on obtient l'équation

$$\frac{dp_R}{dr} = -\frac{\varkappa L(r)}{4\pi c r^3}\rho. \tag{13.3}$$

Le signe moins indique qu'avec l'augmentation de la distance au centre la pression radiative déterminée par la formule

$$p_R = \frac{4}{3}\frac{\sigma}{c}T^4 = \frac{1}{3}a_R T^4, \tag{13.4}$$

diminue. Et puisque $dp_R = \frac{16}{3}\frac{\sigma}{c}T^3\, dT$, au lieu de (13.3) on obtient l'équation qui détermine la variation de la température lorsqu'on se déplace d'un mètre à partir du centre de l'étoile à l'état d'équilibre radiatif:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\varkappa L(r)}{64\pi\sigma r^2 T^3}\rho. \tag{13.5}$$

La libération de l'énergie a lieu au voisinage du centre de l'étoile; quant au calcul de sa structure interne, il débute du point $r = 0$. Il s'ensuit que la luminosité au centre $L(0) = 0$ et son accroissement sous l'action des sources de l'énergie se calcule de la façon suivante. Notons par $\varepsilon(r)$ la quantité d'énergie élaborée par un kilogramme de matière. Il est clair qu'à la distance r du centre l'accroissement de la luminosité, assuré par les sources d'énergie contenues dans la couche d'épaisseur dr vaut $dL = 4\pi r^2\rho\varepsilon(r)\, dr$, ou par unité de longueur

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2\rho(r)\,\varepsilon(r). \tag{13.6}$$

Le système d'équations (13.1), (13.5), (13.6) permet de calculer la variation de la pression, de la densité et de la température depuis le centre vers la surface, si seulement on connaît la relation entre le coefficient d'absorption $\varkappa$ et la puissance des sources d'énergie ε d'une part, et la densité et la température de l'autre. Il faut alors ne pas perdre de vue que dans le cas général dans l'équation d'équilibre hydrostatique figure la pression totale égale à la somme des pressions du gaz p_g et de la pression radiative p_R.

L'expression (13.5) permet d'obtenir aisément la relation (10.5) entre la masse et la luminosité.

Tout comme dans le Soleil, dans les étoiles les couches n'observent pas toutes la condition d'équilibre radiatif. L'apport de chaleur des régions internes dans de telles couches peut s'avérer si grand que la couche n'aura pas le temps de la réémettre. Ceci peut être le cas, par exemple, soit des couches où le coefficient d'absorption augmente brusquement, soit des régions où la libération de l'énergie croît brusquement sous l'effet des réactions nucléaires. Ces conditions engagent alors un mécanisme plus efficace du transport d'énergie, celui de la convection.

§ 131. Modèles des étoiles

Le calcul des modèles de la structure stellaire est fondé sur la résolution des équations d'équilibre hydrostatique (13.1) et (13.5) avec l'équation (13.6) et les équations de transport d'énergie radia-

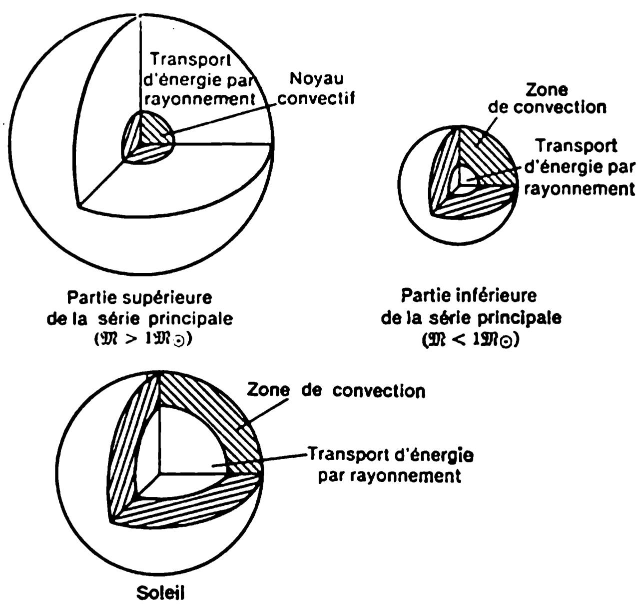


Fig. 153. Structure des étoiles de la série principale

tif (9.7) ou convectif. Le volume de l'énergie libérée, la valeur du coefficient d'absorption et autres paramètres sont donnés par les relations théoriques correspondantes.

Bien que ces calculs soient réalisés sur des ordinateurs, ils prennent beaucoup de temps.

La structure des étoiles de la série principale est schématisée sur la figure 153. L'énergie de toutes ces étoiles est libérée dans leurs

parties centrales par la transmutation de l'hydrogène en hélium. Les étoiles dont les masses sont inférieures à 0,3 $\mathfrak{M}_{\odot}$ sont complètement convectives, ce qui est lié à leurs températures relativement basses et à la valeur élevée du coefficient d'absorption. Dans les étoiles à masse quelque peu supérieure, le transport dans le noyau est assuré par le mode radiatif, alors que dans les couches extérieures il se fait par convection, la masse de l'enveloppe convective diminuant rapidement à mesure qu'on remonte la série principale.

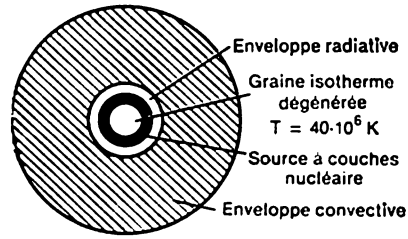


Fig. 154. Structure d'une géante rouge

Pour les étoiles dont la masse est supérieure à celle du Soleil, c'est l'inverse : elles possèdent un noyau convectif de masse autant plus grande que la masse de l'étoile est plus grande. Ceci résulte du fait que les températures au centre des étoiles massives sont si élevées ($> 20\cdot10^6$ K) qu'elles sont le siège des réactions thermonucléaires du cycle de carbone (§ 100). Dans ces conditions le dégagement de l'énergie étant sensiblement plus élevé que dans les réactions de la chaîne *pp*, le rayonnement n'a pas le temps d'évacuer la chaleur et dans le noyau s'amorce la convection.

En particulier, dans une étoile de la classe spectrale B à $\mathfrak{M} = 10\mathfrak{M}_{\odot}$, $R = 6\,R_{\odot}$, la convection porte sur 25% de la masse ; la frontière entre le noyau convectif et l'enveloppe radiative passe à la distance $r = 0{,}2\,R$ du centre. D'après (13.2) la température au centre de l'étoile $T_e = 40\cdot10^6$ K, et la densité, $\rho_c = 22\cdot10^3$ kg/m³.

La structure des géantes est plus compliquée. Au centre d'une telle étoile se trouve le noyau isotherme (son rayon est d'environ 0,001 R, sa masse, $0{,}25\mathfrak{M}_{\odot}$), où la température est pratiquement constante. Le noyau est entouré d'une couche très mince ($\Delta r = 0{,}001\,R$) dans laquelle l'énergie est libérée par la réaction de synthèse de l'hélium ; puis vient la couche d'environ 0,1 R d'épaisseur, siège du transport de l'énergie par rayonnement. Tout ceci baigne dans une enveloppe convective étendue qui porte sur les 9/10 du rayon de l'étoile (fig. 154). Pour une géante rouge de masse $\mathfrak{M} = 1{,}3\,\mathfrak{M}_{\odot}$ de rayon $R = 21\,R_{\odot}$ et de luminosité $L = 226\,L_{\odot}$, la température du noyau isotherme composé presqu'entièrement d'hélium est de $40\cdot10^6$ K, et la densité au centre $\rho_c = 3{,}5\cdot10^8$ kg/m³.

§ 132. Structure des étoiles dégénérées

Les observations des naines blanches montrent que leur densité atteint des centaines de kilogrammes par centimètre cube. La densité de la matière dans les pulsars est de quelques ordres plus élevée.

Avec de telles densités le comportement de la matière se distingue brusquement du comportement du gaz parfait. La loi de Clapeyron-Mendéléev est là sans effet, la pression ne dépend déjà plus de la température et n'est déterminée que par la densité. Dans ce cas on dit que la *matière* est *dégénérée.*

La particularité spécifique du gaz dégénéré composé d'électrons, de protons et de neutrons, particules à spin demi-entier est son comportement soumis aux lois quantiques, notamment, au principe d'exclusion de Pauli qui postule que pas plus de deux particules peuvent se trouver au même état, leurs spins étant orientés dans des sens opposés.

Dans le cas des étoiles ordinaires les électrons et les noyaux atomiques remplissent un volume assez grand qui présente beaucoup de place et rend possibles de nombreux états énergétiques, les mouvements des électrons (leurs états) ne sont limités par rien. Le volume des naines blanches est très petit, pour le même nombre d'électrons et de noyaux atomiques le nombre d'états est limité. Rien qu'un petit nombre d'électrons occupe ces états éventuels. La pesanteur tend à comprimer l'étoile, c'est-à-dire placer les électrons sur des places déjà occupées. Alors une force de répulsion particulière apparaît, associée au principe d'exclusion de Pauli, qui s'oppose à cette action et tend à l'expansion de l'étoile. Dans le sens qualitatif ceci fait que même dans une naine parfaitement froide, les électrons pour se répartir à l'intérieur doivent nécessairement avoir de grandes vitesses (occuper seulement les états énergétiques libres, plus élevés), assurant par là même une forte pression. Des raisonnements analogues sont justifiés pour le gaz dégénéré composé de neutrons. La distribution des particules suivant les vitesses se distingue sensiblement de la distribution maxwellienne. Le nombre de particules à $0 \leqslant v \leqslant v_{max}$ reste le même. Si dans ces conditions $v_{max} \ll c$, la dégénérescence est dite *non relativiste* et si $v_{max} \approx c$, elle est dite *relativiste.* Dans le premier cas la pression est liée à la densité par la loi $p \backsim \rho^{5/3}$, dans le deuxième, par la loi $p \backsim \rho^{4/3}$.

Il convient de noter que le gaz dégénéré est très transparent. Il en est ainsi du fait que lors de l'absorption de la lumière la particule doit passer d'un état en un autre qui est déjà occupé; or, ceci est impossible, le processus d'absorption (et d'émission) n'aura donc pas lieu.

Naines blanches. Leur structure est déterminée par la pression du gaz électronique dégénéré et le transport d'énergie de son intérieur, par conduction thermique qui ne joue aucun rôle dans les autres étoiles. Les calculs montrent que grâce à la transparence exceptionnelle la température des ions dégénérés à l'intérieur le long à peu près de 0,98 R est pratiquement la même, égale à peu près à $10 \times \times 10^6$ K. De l'extérieur une naine blanche est entourée d'une enveloppe mince, dans laquelle à l'approche de la surface la température

baisse brusquement jusqu'à des valeurs de l'ordre de 10 000 K.

La théorie enseigne qu'avec une masse de $\mathfrak{M} < 0{,}6\ \mathfrak{M}_\odot$ la dégénérescence des électrons est non relativiste. De plus, entre la masse et le rayon de l'étoile il existe la relation $R = \text{const}\ \mathfrak{M}^{-1/3}$; plus la masse de la naine blanche est grande, plus son rayon est petit.

Cette relation s'obtient facilement à partir de la condition d'équilibre hydrostatique (13.1), dans laquelle la pression est déterminée par le gaz dégénéré p_e, et la densité de la matière par l'expression $\rho \backsim \frac{\mathfrak{M}}{R^3}$. En remplaçant dans (13.1) $\frac{dp}{dr} \approx \frac{p_e}{R}$, $\mathfrak{M}(r) \approx \mathfrak{M}$, $r \approx \approx R$, on obtient

$$p_e \approx G\mathfrak{M}\rho R^{-1}. \tag{13.7}$$

Pour le gaz électronique dégénéré non relativiste $p_e \approx \rho^{5/3}$ et l'équilibre a lieu lorsque la masse et le rayon sont liés par la relation

$$R \sim \mathfrak{M}^{-1/3}.$$

Si le gaz dégénéré est relativiste, alors $p_e \backsim \rho^{4/3}$ et l'expression (13.7) entraîne que l'équilibre a lieu seulement pour une valeur de la masse qui ne dépend pas du rayon. Le calcul précis donne la valeur de cette masse limite:

$$\mathfrak{M}_{\text{lim}} \approx \left(\frac{hc}{G}\right)^{3/2} \frac{1}{m_n^2} \approx 1{,}4\ \mathfrak{M}_\odot.$$

Avec $\mathfrak{M} > \mathfrak{M}_{\text{lim}}$ la gravité propre devient si grande que la pression du gaz électronique dégénéré n'est plus capable de maintenir l'étoile en équilibre. Cela signifie également qu'une étoile de masse supérieure à $1{,}4\ \mathfrak{M}_\odot$ peut devenir naine blanche seulement dans le cas où au préalable elle rejette l'excès de sa masse.

Le rayon d'une naine blanche de masse $\mathfrak{M} = 1\mathfrak{M}_\odot$ est égal seulement à $0{,}007\ R_\odot$, c'est-à-dire à 5000 km, ce qui suivant l'ordre de grandeur est comparable au rayon de la Terre. La densité moyenne d'une telle étoile est de $4 \cdot 10^6$ g/cm³, alors qu'au centre elle est encore six fois plus grande. Le calcul montre que le refroidissement du gaz ionique non dégénéré d'une naine blanche rend possible l'émission de l'énergie durant 1 milliard d'années.

Etoiles à neutrons. Des densités supérieures à 10^{10} g/cm³ donnent lieu au processus de neutronisation de la matière, c'est-à-dire à la réaction $p + \bar{e} \to n + \nu$. La théorie enseigne que dans la nature peuvent exister des configurations dont l'équilibre est maintenu par la pression du gaz neutronique; ce sont les étoiles à neutrons. En remplaçant dans (13.7) p_e par la pression du gaz neutronique non relativiste dégénéré on trouve sans peine que

$$R \approx 12 \left(\frac{\mathfrak{M}_\odot}{\mathfrak{M}}\right)^{1/3} \text{km}. \tag{13.8}$$

La masse d'une étoile à neutrons ne peut être supérieure à la valeur limite $\mathfrak{M} \approx 3\mathfrak{M}_\odot$ et inférieure à $0{,}1\mathfrak{M}_\odot$.

La densité au centre d'une telle étoile atteint 10^{14} à 10^{15} g/cm³, alors qu'à sa surface elle est de 10^4 g/cm³. La température à l'intérieur est portée à des centaines de millions de degrés, mais à la surface la matière doit posséder les propriétés d'un corps solide. On peut dire qu'une étoile à neutrons est entourée d'une croûte solide dont l'épaisseur atteint plusieurs centaines de mètres.

L'existence de telles étoiles a été prédite théoriquement aux années trente. Elle a été confirmée seulement en 1967 par la découverte des pulsars, étoiles à neutrons magnétiques animées d'une rotation (voir § 143).

§ 133. Trous noirs

L'existence éventuelle des *trous noirs* a été présagée dès le XVIIIe siècle par P. Laplace, mathématicien et astronome éminent. Ses raisonnements sur l'existence de tels objets étaient fondés sur la loi de l'attraction universelle et la vitesse limite de propagation des signaux, qui est celle de la lumière c.

D'après la loi de l'attraction universelle, pour qu'un corps puisse quitter un corps céleste de masse $\mathfrak{M}$ et de rayon R, il faut lui communiquer une vitesse v dépassant la vitesse parabolique $v_p = \sqrt{\frac{2G\mathfrak{M}}{R}}$. Si le rayon du corps céleste est $R_g = \frac{2G\mathfrak{M}}{c^2}$, la vitesse parabolique est égale à la vitesse de la lumière. Pour des rayons encore plus petits, $v_p > c$. Pour cette raison même la lumière ne pourrait s'échapper d'un tel corps céleste et informer sur les processus dont sa surface est le siège. Le rayon limite R_g s'appelle *rayon gravitationnel*, ou rayon de Schwarzschild, ou encore rayon critique. Pour un corps égal à la masse du Soleil, $R_g = 3$ km; pour un corps de masse $\mathfrak{M}$, ce rayon

$$R_g = 3\left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}\right) \text{ km}. \tag{13.9}$$

D'autre part, les objets qui se trouvent sous le rayon de Schwarzschild sous l'action de leur champ gravitationnel peuvent capturer la matière à partir de l'espace environnant. Si de tels objets existent dans l'Univers, ils forment une sorte de trou, où tout s'écroule et rien n'en sort. C'est pourquoi de nos jours dans la littérature on leur attribue le nom de « trous noirs ».

En fait, d'après la théorie de la Relativité générale les trous noirs sont des objets dont l'existence est inévitable. D'après cette théorie, développée par A. Einstein, dans des champs gravitationnels puissants en présence de la matière se déplaçant à des vitesses proches de celle de la lumière, l'attraction newtonienne est inapplicable, tout

comme les notions spatiales et temporelles de la mécanique classique.

Les évaluations théoriques montrent que le nombre de trous noirs dans la Galaxie peut atteindre des centaines de millions. Mais un tel objet peut être découvert s'il appartient, par exemple, à un système double. Ces systèmes sont le siège d'échange de masse entre les composantes (§ 138). Supposons que le gaz s'écoule de l'enveloppe d'une étoile « normale » dans la direction d'un trou noir. Dans le champ de gravitation du trou noir le gaz se déplacera suivant des trajectoires spiralées et s'échauffera brusquement. La température du disque de gaz qui se forme autour d'un trou noir peut atteindre plusieurs dizaines de millions de degrés. De la sorte, si seulement le trou noir est une composante de système double, il peut former une source puissante de rayonnement X.

Parmi les candidats les plus vraisemblables au titre de trous noirs il y a la composante invisible du système double Cygne X-1, source puissante de rayonnement X. La période de révolution orbitale de ce système est de 5 à 6 jours. D'après les évaluations des masses des composantes on a $\mathfrak{M} = 20\mathfrak{M}_\odot$ pour l'étoile normale qui se rapporte à la classe B et environ $10\mathfrak{M}_\odot$ pour la source de rayonnement X. La grande valeur de la masse de la composante compacte indique précisément qu'il s'agit d'un trou noir. Les masses des naines blanches sont limitées par une masse de $1{,}4\ \mathfrak{M}_\odot$ et des étoiles à neutrons, de $3\mathfrak{M}_\odot$. D'après certaines hypothèses les trous noirs de grandes masses peuvent se trouver dans les amas stellaires (voir § 149) et au centre des galaxies (voir § 160).

CHAPITRE XIV

ÉTOILES MULTIPLES ET VARIABLES

§ 134. Etoiles multiples

Outre les étoiles doubles il existe des étoiles triples, quadruples et d'une multiplicité encore plus grande. En astronomie stellaire il est admis de classer parmi les étoiles multiples celles dont le nombre de composantes ne dépasse pas 10. Les systèmes à composantes plus nombreuses s'appellent amas stellaires. Si les composantes d'une étoile multiple sont séparées au télescope on dit qu'elle est *visuelle*.

Parmi les étoiles multiples dominent les systèmes liés physiquement. Mais les étoiles doubles peuvent constituer aussi bien des systèmes *physiques* que des systèmes *optiques*. Les composantes des doubles optiques se trouvent à des distances différentes du Soleil

et ne sont pas liées physiquement, elles sont vues seulement dans la même direction.

Le fait que la plupart des étoiles doubles observées, et d'autant plus des étoiles multiples, doivent être des systèmes liés physiquement est établi sans peine en procédant à des évaluations probabilistes de la présence des étoiles multiples. Par exemple, la probabilité que deux étoiles visibles à l'œil nu non liées physiquement se trouvent par hasard à la distance angulaire de 10″ l'une de l'autre et forment un couple optique est égale à $4 \cdot 10^{-6}$ environ, c'est-à-dire des 6500 étoiles visibles à l'œil nu il n'y a pratiquement pas deux étoiles qui peuvent être vues dans la même direction. Pour les étoiles multiples cette probabilité est encore plus faible. En réalité on observe quelques dizaines de tels couples et étoiles multiples, ce qui ne peut pas être l'effet du hasard.

Ordinairement, la distance entre les composantes des doubles optiques visibles à l'œil nu est de quelques minutes d'arc. Dans les étoiles doubles et multiples physiques les distances entre les composantes sont inférieures à des dizaines de secondes d'arc.

Ainsi, les composantes de la double optique α Capricorne visible à l'œil nu et dont l'éclat est de $4^m,5$ et $3^m,8$, se trouvent à la distance relative de 380″, alors que les composantes de la double optique α Balance ($5^m,3$ et $2^m,9$), à la distance angulaire de 230″.

En définitive, la question de la relation physique des étoiles de tel ou tel système multiple est tranchée sur la base de l'étude du mouvement orbital des composantes autour du centre de masse commun, d'après les caractéristiques physiques analogues des étoiles du système.

Un exemple d'étoile sextuple est donné par Castor (α Gémeaux). Dans des télescopes peu grands on la voit comme une double visuelle à composantes séparées par 2″. Les deux étoiles sont de la classe spectrale A0, leurs éclats valent $2^m,0$ et $2^m,9$, et la période de révolution environ 4000 ans. A la distance de 73″ de ce couple se trouve une troisième étoile de $9^m,0$ de la classe spectrale M0 qui leur est liée physiquement. Cette liaison est déterminée d'après le mouvement commun dans l'espace. La période de révolution de cette troisième étoile autour du couple brillant est égale à 1000 ans. Il s'est avéré que toutes les trois composantes sont des doubles spectrales.

θ_1 Orion est également une étoile sextuple appelée souvent Trapèze d'Orion. Les distances entre les étoiles de ce système atteignent 11 000 u.a. Dans ce système les mouvements orbitaux sont assez lents et la liaison physique entre les composantes est déterminée par leurs propriétés physiques analogues. Toutes les étoiles du Trapèze d'Orion appartiennent aux classes spectrales précoces O et B et reposent à la même distance du Soleil.

Etant donné qu'à l'augmentation de l'éclat correspond la diminution de la magnitude, la magnitude d'une étoile multiple est

toujours plus faible que celle de chaque composante. Aussi, pour calculer la magnitude d'une étoile multiple d'après les magnitudes de ses composantes utilise-t-on la formule de Pogson (9.1). Par exemple, pour une étoile triple dont l'éclat des composantes est E_1, E_2, E_3, et les magnitudes, respectivement, m_1, m_2, m_3, l'éclat global $E = E_1 + E_2 + E_3$, et la magnitude $m = m_1 - 2{,}5 \log \frac{E}{E_1}$. Ainsi, pour α Gémeaux $m_1 = 2^m{,}0$; $E_2/E_1 = 10^{-0{,}4(m_2-m_1)} \approx 0{,}48$, $E_3/E_1 \approx 0{,}001$; donc $m = 2^m{,}0 - 2^m{,}5 \log 1{,}48 = 1^m{,}6$ et c'est précisément la magnitude établie par l'évaluation de l'éclat de cette étoile qui se présente à l'œil nu comme un astre simple.

§ 135. Doubles spectroscopiques

En 1889 on a établi que les spectres de certaines étoiles manifestent des décalages périodiques des raies dans les deux sens par rapport à leur position médiane. Il s'agit des étoiles doubles physiques dont les composantes se trouvent à des distances angulaires ne dépassant pas 0",05, de façon qu'on ne parvient pas à les séparer même dans les télescopes les plus puissants. Les étoiles dont la dualité est établie seulement sur la base des observations spectrales s'appellent *doubles spectroscopiques*. Il est clair que le déplacement des raies dans le spectre d'un système double n'est observé que lorsque le plan des orbites des composantes ne coïncide pas avec le plan tangent à la sphère céleste, c'est-à-dire si l'angle formé par le rayon visuel de l'observateur et le plan des orbites des composantes du système est différent de 90°.

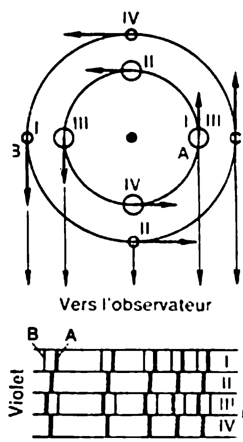


Fig. 155. Variation des vitesses radiales dans le système d'une double spectrale et du déplacement périodique des raies spectrales (en bas). Les raies du spectre de l'étoile A plus massive et brillante sont plus fortes et les amplitudes des oscillations plus petites. Les chiffres romains indiquent la correspondance des spectres aux positions des étoiles sur les orbites

Supposons que l'observateur se trouve dans le plan de l'orbite du système double (fig. 155). En tournant autour du centre de masse du système chaque composante s'approche, puis s'éloigne de lui. L'effet Doppler fait que dans le premier cas les raies du spectre se déplacent vers l'extrémité violette, et dans le deuxième, vers l'extrémité rouge, la période de ces déplacements étant égale à la période

de révolution. Mais si l'éclat des composantes diffère brusquement, le spectre présentera seulement les raies de la composante principale. Dans ce cas au lieu du dédoublement des raies elles ne font que se déplacer d'une façon périodique tantôt vers l'une, tantôt vers l'autre extrémité du spectre. L'amplitude de ces oscillations sera d'autant plus petite que la masse de l'étoile principale est plus grande par rapport à celle de son compagnon.

En mesurant la valeur du déplacement relatif des raies dans le sens des extrémités violette et rouge $\Delta\lambda/\lambda$, on calcule la vitesse radiale des composantes du système double. Le graphique de la relation entre la vitesse radiale de l'étoile et le temps s'appelle courbe des vitesses radiales. Son analyse permet d'établir certains éléments de l'orbite du système: la période de révolution, l'excentricité, l'instant de passage par le périastre et la distance entre le périastre et le nœud. On détermine également les projections du demi-grand axe sur le rayon visuel et d'après la troisième loi généralisée de Kepler (cf. § 124), la somme des masses des composantes, puis la masse de chaque composante isolée.

Actuellement on connaît près de 2500 doubles spectroscopiques. Leurs périodes varient de 2,4 heures (γ Petite Ourse) à 60 ans (ε Hydre).

§ 136. Compagnons invisibles des étoiles

L'exploration réalisée par la méthode photographique pendant quelques années des positions d'une étoile proche sur le fond stellaire général permet de rendre évidents ses déplacements dans la sphère céleste, qui traduisent le mouvement propre de l'étoile (voir § 151). On élimine de ces mouvements observés le déplacement parallactique annuel de l'étoile conditionné par la révolution de la Terre autour du Soleil. Il s'avère alors que le mouvement d'une étoile simple est uniforme et se réalise suivant l'arc du grand cercle.

Pourtant, si un compagnon invisible se trouve près de l'étoile, alors c'est le centre de masse du système double (baricentre) qui se déplace uniformément par rapport aux étoiles du fond. La composante visible s'écarte périodiquement de cet arc du grand cercle tantôt de l'un, tantôt de l'autre côté. C'est précisément de cette façon qu'a été établie l'existence des compagnons de Sirius et de Procyon bien avant leur découverte par les observations.

A titre d'exemple voici les données sur une des étoiles les plus proches connues sous le nom de Ross 614 * ($11^m,4$), dont la parallaxe vaut $0'',25$. Les observations photographiques ont montré que l'amplitude de ses écarts par rapport à la direction prévue atteint $0'',36$, la période de révolution autour du centre de masse étant égale à 16,5 ans. Et ce n'est seulement que l'observation au reflecteur de

* Portée au catalogue de Ross sous le n° 614.

5 m d'ouverture qui a permis d'établir que cette étoile comporte un compagnon dont l'éclat est de $14^m,8$.

L'« étoile projective » de Barnard, qui se trouve par rapport à nous à une distance inférieure à 2 pc, compte des compagnons invisibles. L'allure et la grandeur des écarts observés par rapport au mouvement attendu indiquent qu'ils sont au nombre de trois (fig. 156). Le premier se trouve à la distance de 1,8 u.a. de l'étoile, le deuxième, de 2,8 u.a. et le troisième, de 4,5 u.a., et leurs masses respectives sont 1,3; 0,6 et 0,7 masse de Jupiter.

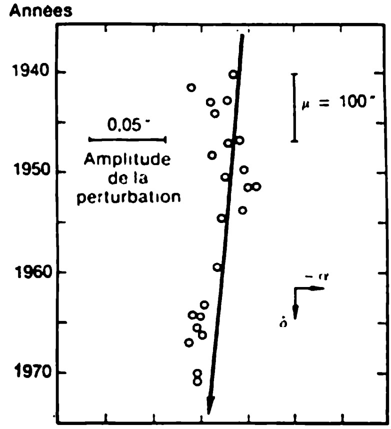


Fig. 156. Trajectoire de l'étoile de Barnard en 30 ans. Trait continu — mouvement non perturbé de l'étoile sur le fond des étoiles éloignées. Les ronds visualisent le mouvement réel, perturbé par les compagnons sombres

Il existe une dizaines d'étoiles pour lesquelles la présence des compagnons invisibles est établie sûrement, bien que les compagnons eux-mêmes ne soient pas encore découverts. Dans l'ensemble, on a toutes les raisons d'admettre que les compagnons invisibles, dont une partie peuvent être des planètes (corps froids) existent dans de nombreuses étoiles. Mais l'établir par des méthodes photographiques est pour le moment impossible, du fait que la dimension de l'image de l'étoile sur la photographie peut dépasser sensiblement la valeur de son écart dans le mouvement autour du centre de masse.

§ 137. Variables à éclipses

Lorsque l'orientation du plan de l'orbite d'un système double est favorable pour l'observateur on peut suivre la marche des éclipses périodiques d'une composante par l'autre. Il est clair que dans ce cas l'observateur se trouve dans le plan de l'orbite du système, ce qui fait qu'un tel système est également une double spectroscopique. Les couples étroits des étoiles dont la magnitude visuelle change sous l'effet des éclipses périodiques d'une composante par l'autre, s'appellent *variables à éclipses*. L'étoile à luminosité plus grande est dite alors principale et à luminosité plus faible s'appelle compagnon.

La variation dans le temps de l'éclat global du système s'appelle *courbe de lumière* (fig. 157). La période de l'éclat maximal de l'étoile (de sa magnitude apparente minimale) s'appelle *époque du maximum*, et la période de l'éclat minimal, *époque du minimum*. La différence

entre les magnitudes du minimum et du maximum de l'éclat s'appelle *amplitude* et l'intervalle de temps entre deux minima successifs, *période de variabilité.*

Suivant la forme des courbes de lumière les variables sont rangées dans les sous-classes suivantes: 1) type Algol (β Persée) dont l'éclat entre les minima principal et secondaire bien marqués reste pratiquement invariable (fig. 157); 2) type β Lyre dont une période compte

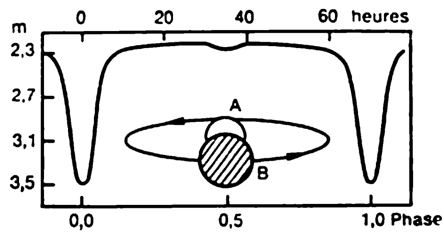


Fig. 157. Courbe de lumière de la double à éclipses Algol, et son orbite. Le compagnon B éclipse l'étoile plus brillante A en réduisant au maximum l'éclat

deux minima de profondeur différente, alors qu'entre les minima l'éclat varie en permanence (fig. 158); 3) type W Grande Ourse, dont les courbes de lumière ressemblent à celles du type β Lyre, mais les minima principal et secondaire sont presque de la même profondeur.

Pour les variables actuellement connues les périodes varient de 81,5 minutes à 57 ans. En tout on a enregistré jusqu'à ce jour plus

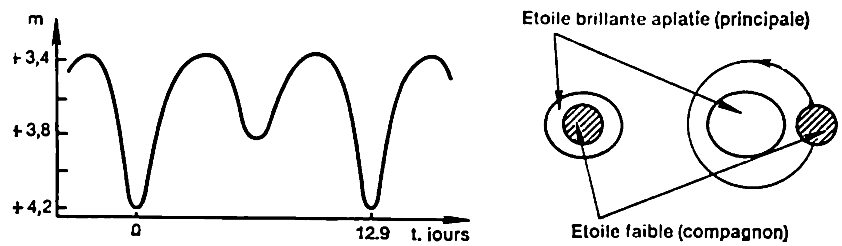


Fig. 158. Courbe de lumière de β Lyre et schématisation du mouvement de son compagnon sombre plus froid. Le minimum profond d'éclat correspond à l'éclipse de l'étoile principale par le compagnon sombre. Le minimum faible correspond à l'éclipse du compagnon sombre par l'étoile principale

de 5000 variables à éclipses appelées encore *variables photométriques.*

L'étude de la courbe de lumière des variables à éclipses permet de déterminer les éléments suivants de l'orbite du système: i, l'inclinaison du plan de l'orbite; P, la période; e, l'excentricité; l_π, la longitude du périastre; T_0, l'époque du minimum principal. D'après la durée des minima on peut établir les rayons des composantes

exprimées en fractions du demi-grand axe de l'orbite. Les éclipses totales permettent de déterminer par le rapport des profondeurs des minima, le rapport des luminosités des composantes, et lorsque la parallaxe est connue, encore la masse de chaque composante à part.

Un intérêt particulier présente l'étude du petit groupe des variables à éclipses, dont l'une des composantes est une géante rouge ou supergéante, et l'autre une étoile de la série principale. L'exemple typique d'un tel groupe est fourni par ζ Cocher (période de 27 ans). Son étoile principale est la géante rouge de la classe spectrale K5, le compagnon, une étoile de la classe B8V. On ne parvient pas à déceler les éclipses de *l'étoile principale par le compagnon*. Mais au début et à la fin de l'éclipse du compagnon par l'étoile principale dans le spectre de cette dernière apparaissent des raies d'absorption H et K du calcium ionisé, déplacées au début de l'éclipse vers l'extrémité rouge du spectre, et à la fin de l'éclipse, vers l'extrémité violette. Ceci témoigne de la rotation de l'étoile (géante rouge) autour de son axe, son atmosphère laissant passer le rayonnement du compagnon. L'étude des spectrogrammes d'une étoile obtenus pendant l'éclipse et sans éclipse permet d'étudier la structure de l'atmosphère de la géante rouge.

§ 138. Structure des systèmes doubles serrés

On appelle *système double serré* un couple d'étoiles dont les distances entre les composantes sont comparables à leurs dimensions. Les périodes de révolution de tels couples sont inférieures à 100 jours, les vitesses des déplacements orbitaux des composantes atteignent 300 à 350 km/s.

Dans les couples serrés les étoiles se déforment sous l'action des forces de marée, de façon que chaque composante acquiert une forme ellipsoïdale, les crêtes de marée ainsi apparues étant dirigées l'une vers l'autre.

Les particularités de la structure des composantes des systèmes doubles serrés sont étudiées en appliquant la théorie du potentiel gravitationnel. Pour une étoile simple non animée de rotation la surface de potentiel gravitationnel égal sur laquelle la grandeur $\varphi = \frac{G\mathfrak{M}}{r}$ est constante, est une sphère dont le centre coïncide avec le centre de l'étoile. A la surface équipotentielle toute particule test de masse m peut se déplacer aussi longtemps que l'on veut sans perdre l'énergie, la vitesse de son mouvement circulaire étant tangente à cette surface. Dans un système double serré les surfaces de potentiel gravitationnel égal, à mesure que le centre s'éloigne aussi bien de l'une que de l'autre composante, cessent d'être sphériques et acquièrent une forme ellipsoïdale. Deux de ces surfaces entrent en contact en L_1, premier point ou point interne de Lagrange (§ 68), en formant une

surface équipotentielle commune qui enveloppe les deux étoiles (fig. 159). Une telle surface équipotentielle dans la section par le plan de révolution de deux étoiles, a la forme de huit et s'appelle *surface critique de Roche*, alors que l'espace qu'elle enveloppe s'appelle *cavité de Roche*. La particule test en « glissant » à la surface de Roche passe librement des voisinages d'une composante dans les voisinages de l'autre. Lorsque la distance jusqu'au centre de masse C est grande, la particule qui se déplace dans le champ gravitationnel du système décrit une trajectoire plus complexe et en particulier peut sortir par un des points extérieurs de Lagrange L_2 ou L_3 dans cette zone éloignée, où l'attraction des deux masses est équivalente à l'attraction d'une masse qui se trouve au centre de masse commun C. La particule peut également « tomber » dans le « puits de potentiel » en occupant une position stable aux points de Lagrange L_4 ou L_5.

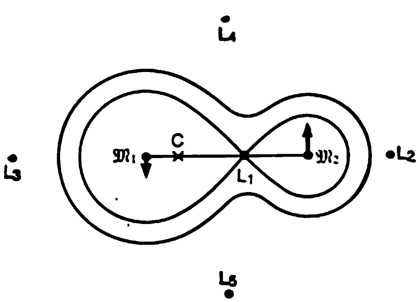


Fig. 159. Section de la surface équipotentielle par le plan de la révolution des étoiles $\mathfrak{M}_1$ et $\mathfrak{M}_2$ autour du centre de masse commun C. On adopte que $\mathfrak{M}_1 > \mathfrak{M}_2$. Les lettres L indicées désignent les points de libration

La notion de cavité de Roche permet de ranger les systèmes doubles serrés en trois groupes. Ainsi, les systèmes dans lesquels les dimensions des deux composantes n'ont pas atteint la surface de Roche sont dites *détachés* (fig. 160, *a*). Si l'une des composantes a rempli sa cavité de Roche, le système est dit *semi-attaché* (fig. 160, *b*). Et enfin, lorsque les deux composantes ont rempli leurs cavités de Roche, le système est dit *attaché*. Le remplissage par l'étoile de sa cavité de Roche se produit dans le processus de l'évolution de l'étoile sous l'action de la compression de son noyau et de l'expansion de l'enveloppe.

On a établi par observation spectrale que dans les systèmes doubles serrés semi-attachés il existe des flux de matière qui se déplacent dans la direction de la composante qui n'a pas encore rempli sa cavité de Roche. Par exemple, dans le spectre du système double β Lyre, dont l'étoile principale appartient à la classe spectrale B3, et le compagnon à la classe F, dès après le minimum principal apparaissent des raies d'émission qui témoignent du mouvement du gaz de l'étoile principale vers le compagnon à la vitesse de 80 km/s à 360 km/s. En contournant le compagnon le flux de gaz passe à côté de la composante principale au-delà des limites du système. En suivant ensuite une spirale et en formant un anneau autour du système, le gaz se dissipe progressivement dans l'espace interstellaire.

Dans le cas considéré la perte de masse est assez importante, elle définit en vertu de la troisième loi de Kepler l'augmentation observée de la période de 19 secondes par an.

Dans plusieurs cas le flux de matière se déplaçant à partir de l'étoile qui a rempli sa cavité de Roche, forme dans le plan orbital de la deuxième composante un anneau ou un disque de gaz. Par exemple, dans le spectre du système double serré de U Gémeaux et analogues, on observe des raies d'émission brillantes dont la largeur atteint plusieurs dizaines d'angströms, ce qui témoigne du déplacement de masses de gaz émettrices à des vitesses de quelques milliers de kilomètres par seconde. Dans ces conditions, dès avant le minimum d'éclat l'aile de la raie d'émission à ondes courtes (violette) faiblit ou disparaît complètement. Et inversement, lorsque l'éclipse se termine, l'aile à ondes longues (rouge) de la raie disparaît. Il en résulte qu'autour de l'étoile compagnon il existe non une simple enveloppe de gaz (dans ce cas les variations mentionnées des profils des raies ne s'observeraient pas), mais tout un disque de gaz animé d'une rotation rapide.

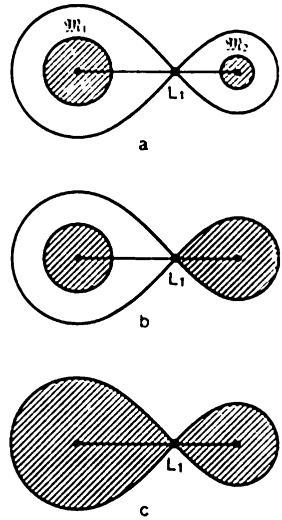


Fig. 160. Systèmes doubles serrés détachés (*a*), semi-attachés (*b*) et attachés (*c*)

Le frottement interne fait que l'énergie cinétique du gaz en rotation se transforme en chaleur, le disque s'échauffe, perd l'énergie thermique par rayonnement, alors que la matière du disque se dépose progressivement à la surface du compagnon. C'est ainsi que marche l'échange de masse entre les composantes d'un système double, qui influe sensiblement sur leur évolution (voir § 171).

§ 139. Etoiles variables intrinsèques

On appelle *variables intrinsèques* les étoiles dont la variabilité de l'éclat est déterminée par les processus qui ont lieu à l'intérieur des étoiles elles-mêmes.

Jusqu'à présent on a découvert 30 000 étoiles intrinsèques. Suivant l'allure de leur variabilité il est d'usage de les classer en deux groupes principaux :

1. *Variables pulsantes* dont les variations de l'éclat sont liées aux oscillations de leurs rayons et de la température efficace autour de certaines valeurs moyennes.

2. *Variables éruptives* dont les variations de l'éclat sont associées à la libération subite de l'énergie par suite d'un processus analogue à l'explosion.

On rapporte également aux variables éruptives les *pulsars* nouvellement découverts et les *sources de rayonnement* X galactiques.

Les 334 premières variables de chaque constellation sont désignées par une ou deux lettres (R, S, . . ., Z, RR, RS, . . ., RZ, AA, ..., QQ, . . ., QZ) placées devant le nom de la constellation (par exemple, UV Baleine). Toutes les variables de la constellation qui suivent sont notées V 335, V 336, etc. (par exemple, V 335 Cygne). Mais si l'étoile a été déjà désignée par une lettre de l'alphabet grec, elle conserve cette notation (par exemple, δ Céphée).

Certains types des variables d'après l'usage portent le nom du prototype (par exemple, *étoile du type* W *Vierge*, du *type* T *Taureau*, etc.).

Les variables du type δ Céphée s'appellent *céphéides*, et du type RR Lyre, *lyrides*.

§ 140. Variables pulsantes

Ce groupe d'étoiles compte plusieurs types: céphéides, étoiles du type W Vierge, lyrides, *variables à longue période*, *variables semi-régulières*, etc. Le nombre total d'étoiles connues de ce groupe atteint 15 000.

Céphéides. Les céphéides sont caractérisées par les variations d'éclat rythmiques, à un bon mécanisme d'horloge près, aux amplitudes variant de $0^m,1$ à $2^m,0$ et périodes allant de 1 à 70 jours, la période de la plupart des étoiles de ce type étant proche de 7 jours. La magnitude moyenne absolue des céphéides $\overline{M} = -3^m$; ce sont des supergéantes des classes spectrales F et G. Les densités moyennes de leur matière est d'environ 10^{-6} g/cm³. Leur représentant typique et prototype est l'étoile δ Céphée.

La relation entre la magnitude d'une céphéide et le temps ou la phase, traduite par sa courbe de lumière, a une forme asymétrique: l'accroissement de l'éclat est relativement rapide, alors que sa décroissance est quelque peu ralentie (fig. 161, *a*). La forme de la courbe de lumière dépend sensiblement de la période de la variation de l'étoile. La température efficace T change en phase avec la courbe de lumière (fig. 161, *b*), tout comme la classe spectrale: au minimum de l'éclat l'étoile est plus froide et sa classe spectrale est d'autant plus avancée que la période de sa variation est plus grande (fig. 161, *c*).

En mesurant le déplacement des raies dans le spectre de la céphéide on peut obtenir la courbe des vitesses radiales qui est une

réflexion spéculaire de la courbe de lumière (fig. 161, *d*). Elle témoigne du fait que dans les couches extérieures de l'étoile responsables de la formation des raies spectrales, les vitesses varient autour de la position d'équilibre en atteignant le maximum d'environ 20 km/s.

La courbe de la vitesse radiale permet de calculer l'écart du rayon de l'étoile R par rapport à sa valeur moyenne (fig. 161, *e*).

La comparaison de la courbe de lumière avec la courbe des vitesses radiales peut faire l'impression que le maximum d'éclat correspond à la vitesse maximale de l'expansion. En fait il y a déphasage des pulsations de la photosphère et des couches extérieures de l'atmosphère stellaire, dont les raies d'absorption servent pour déterminer la vitesse radiale: lorsque la compression de la photosphère est maximale (maximum d'éclat) les couches extérieures de l'atmosphère sont en mouvement. Pour les différentes céphéides ce déplacement n'est pas le même.

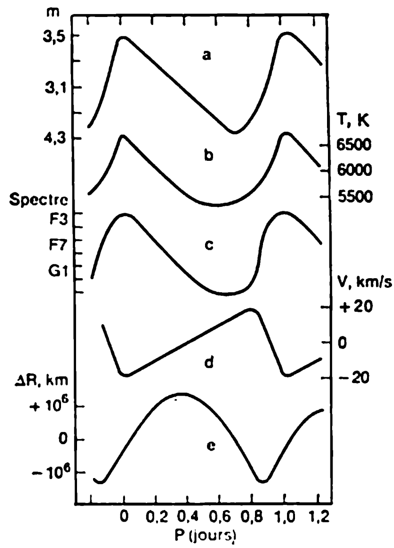


Fig. 161. Variation de l'éclat de δ Céphée en fonction de la phase de la période

a, courbe de lumière; *b*, variation de la température efficace; *c*, changement de la classe spectrale; *d*, courbe de la vitesse radiale; *e*, variation du rayon

Au cours des pulsations le rayon des céphéides change dans les limites approchées de $\pm 0{,}05$ de sa valeur moyenne. En particulier, pour δ Céphée le rayon $R \approx 53R_{\odot}$, et sa variation $\Delta R = 2R_{\odot} \approx 1{,}4\cdot 10^6$ km.

En 1912 l'astronome américain Miss Leavitt en étudiant les céphéides du Petit Nuage de Magellan, système stellaire le plus proche du nôtre, l'un des satellites de la Galaxie, a découvert que les céphéides à éclat plus grand ont la période de variation plus grande. Les céphéides de ce Nuage se trouvant à la même distance de la Terre, cette découverte suggérait l'existence d'une relation entre la période des pulsations et la luminosité. Les explorations ultérieures ont montré qu'entre la moyenne de la magnitude absolue $\overline{M} = \frac{M_{\max} + M_{\min}}{2}$ et la période de pulsation P il existe une relation qui pour les rayons visuels est de la forme

$$\overline{M}_V = -1^m{,}18 - 2{,}90 \log P \qquad (14.1)$$

et

$$B - V = 0{,}46 \log P + 0^m{,}27,$$

où P est exprimé en jours.

Il convient de noter que l'établissement des magnitudes absolues des céphéides est lié à de grandes difficultés, les céphéides les plus proches se trouvant à plus de 250 pc et la détermination des distances d'après la parallaxe trigonométrique étant pour elles inapplicable. Pour obtenir la distance jusqu'aux céphéides on recourt à des méthodes indirectes, moins précises, à celle, par exemple, des parallaxes spectrales. Pour cette raison les magnitudes absolues ainsi obtenues sont relativement peu précises. Or, le problème de leur détermination précise qui a reçu le nom de *problème du zéro* est d'un intérêt capital pour l'astronomie, la relation période-luminosité étant à la base des estimations des distances jusqu'aux objets éloignés.

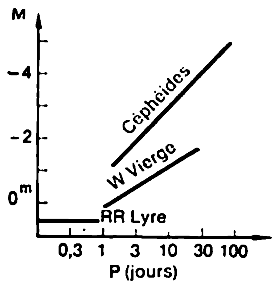


Fig. 162. Relation période-luminosité de trois types de variables

Pendant longtemps on associait aux céphéides les variables du type W Vierge, pour lesquelles les périodes de variation de l'éclat durent à peu près autant, de 2 à 75 jours. En 1952 il a été établi que les luminosités de ces étoiles sont de $1^m{,}5$ à 2^m plus faibles que celles des céphéides. Il s'est avéré également que la distribution spatiale des deux classes n'est pas la même : les céphéides sont surtout concentrées dans le plan de la Voie Lactée, alors que les étoiles du type W Vierge sont réparties régulièrement presque partout dans le ciel. On les a dégagées donc en un type de variables particulier. Elles donnent lieu également à une relation définie entre la période et la luminosité (fig. 162).

Lyrides. Autrefois les étoiles du type RR Lyre s'appelaient céphéides à courte période. Leurs périodes de variation de l'éclat s'échelonnent de 80 minutes à 1,2 jour, et les amplitudes de la variation de l'éclat atteignent 1^m. Les lyrides sont des géantes de la classe spectrale A, dont la luminosité est à peu près 100 fois plus grande que celle du Soleil, la densité moyenne de leur matière est d'environ 0,01 g/cm^3; elles se trouvent surtout dans les amas globulaires. Pour ces étoiles il existe également la relation entre la période des pulsations et la luminosité qui est visualisée sur la figure 162. Le nombre total de lyrides connues atteint 8000, alors que celui d'étoiles connues du type δ Céphée et W Vierge est d'environ 700.

Les céphéides, les étoiles du type W Vierge et RR Lyre sont des

étoiles de grande luminosité, qui peuvent être décelées à de très grandes distances. En obtenant à partir des observations les variations de leurs magnitudes apparentes et la période de pulsation, on calcule d'après la relation période-luminosité la magnitude absolue et d'après la formule (12.3), la parallaxe photométrique. Par là même on détermine la distance jusqu'aux objets où se trouvent ces céphéides. C'est ce qui a fait dire que les céphéides sont les phares de l'Univers.

Autres types des variables pulsantes. Près de 40 variables des classes spectrales B1 à B3 qui sur le diagramme spectre-luminosité se situent quelque peu plus haut que la série principale, forment le groupe du type β Grand Chien (ou β Céphée). L'amplitude de leur éclat ne dépasse pas 0^m, 2 et la période de pulsation varie de 3 à 6^h. Cette même période est celle de la variation des vitesses radiales; ces vitesses s'échelonnant de 5 à 160 km/s. A la différence des céphéides ces étoiles enregistrent au cours de la période deux ou trois variations en saut des vitesses radiales. Ces variations sont associées aux éjections répétées des enveloppes de gaz. Les densités moyennes de la matière de ces étoiles varient de 10^{-2} à 10^{-3} g/cm^3.

On connaît à peu près 100 variables pulsantes du type RV Taureau qui se rapportent aux supergéantes des classes spectrales G à M, dont les périodes de pulsation reposent entre 30 et 150 jours, et les amplitudes de la variation de l'éclat ne dépassant pas 3^m. Les rayons moyens de ces étoiles valent des centaines de rayons du Soleil. Lorsqu'on passe des étoiles à courte période aux étoiles à longue période les densités moyennes changent dans les limites de 10^{-4} à 10^{-6} g/cm^3. Sous l'action des pulsations le rayon de l'étoile change de ± 50 millions de kilomètres. Le changement de la vitesse radiale de l'étoile s'opère en saut, ce qui témoigne d'un gaz se déplaçant sous l'action d'une éjection.

Les variables du *type Mira Ceti*, supergéantes des classes spectrales M, C, S, sont caractérisées par des périodes plus longues, de 70 à 1400 jours. L'amplitude des variations de leur éclat est de 3 a 10^m. Bien que l'allure générale de la variation de l'éclat reste dans ce cas constante, la forme des courbes de lumière, l'amplitude et l'intervalle de temps entre deux maxima successifs varient de cycle en cycle. Dans de nombreux cas, peu après le maximum d'éclat on observe dans ces variables des raies d'émission d'hydrogène, de Fe I et et de Fe II, et d'autres éléments chimiques, ce qui traduit l'existence des éjections de gaz chaud qui émet les raies d'émission dans les atmosphères froides de ces étoiles.

Le rayon de Mira Ceti a été mesuré directement à l'aide de l'interféromètre de Michelson (§ 123); il s'est avéré égal à $400 R_\odot$. Sa masse étant $\sim 10\,\mathfrak{M}_\odot$, la densité moyenne de sa matière est $\rho \approx$ $\approx 10^{-8}$ g/cm^3.

Un groupe à part est constitué par les variables semi-régulières

géantes et supergéantes de la classe M, dont l'éclat varie suivant une amplitude inférieure à 2^m en une période pas bien nette de 30 à 1000 jours.

Toutes les variables pulsantes présentent cette particularité caractéristique que leur période augmente avec la diminution de la densité moyenne.

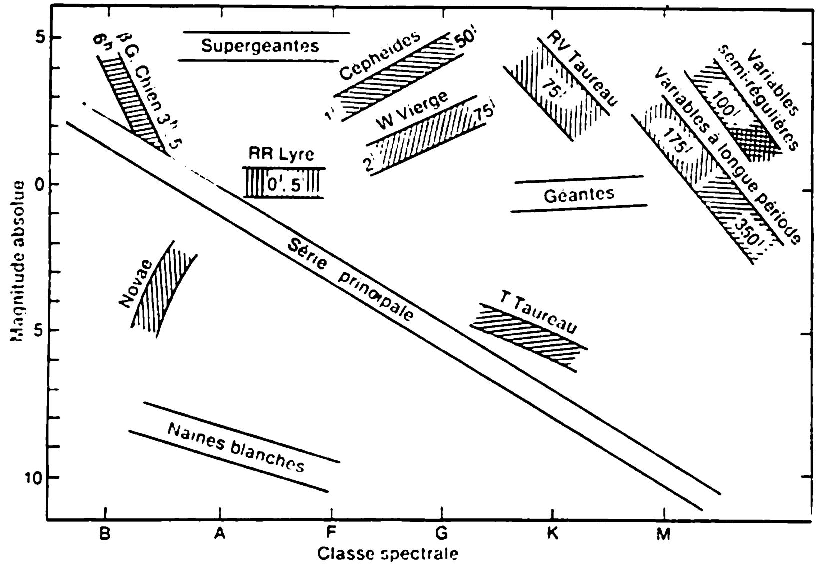


Fig. 163. Positions des groupes différents des variables pulsantes sur le diagramme de Hertzschprung-Russel. Les chiffres indiquent les périodes en jours (j) et en heures (h); les hachures horizontales correspondent aux étoiles réparties surtout le long de la Voie Lactée (I type de la population); les hachures verticales, aux étoiles réparties dans le ciel plus régulièrement (population du II type)

La position des types principaux des étoiles pulsantes sur le diagramme spectre-luminosité (fig. 163) correspond à leur luminosité moyenne et à la température efficace. Le diagramme indique également les périodes de la plupart des étoiles. Si on le compare au diagramme de Hertzschprung-Russel des étoiles stationnaires normales (fig. 150), on remarque que les variables pulsantes sont groupées dans les régions du diagramme où les étoiles stationnaires ne se présentent pas. Ceci traduit le fait qu'une étoile peut être variable seulement si elle possède des paramètres bien déterminés (température, densité, rayon, etc.) caractéristiques de sa structure physique et de la position sur le diagramme spectre-luminosité.

§ 141. Notion de la théorie des pulsations

La théorie de la pulsation est l'une des branches les plus compliquées de l'astrophysique. Elle est fondée sur les lois de la conservation de la masse décrites sous une forme différentielle. Cette théorie a, entre autres, pour tâche d'étudier la distribution de l'amplitude des oscillations en fonction de la distance entre le centre de l'étoile et sa surface, l'accord entre les résultats obtenus et les données d'observation, et surtout l'explication du mécanisme des pulsations lui-même.

Dans le cas le plus simple des pulsations d'une sphère homogène la période des oscillations P est liée à la densité moyenne de la sphère $\bar{\rho}$ par la relation

$$P=\sqrt{\frac{3\pi}{(3\gamma-4)\,G\bar{\rho}}}\approx\frac{0,141}{\sqrt{\bar{\rho}}}\ \text{jours}. \qquad (14.2)$$

Il est curieux que cette expression se déduit de la formule connue des oscillations d'un pendule, si au lieu de la longueur l'on y porte le rayon de l'étoile et si on tient compte de l'accélération de la pesanteur à la surface de l'étoile $g=\frac{G\mathfrak{M}}{R^2}$.

(14.2) entraîne que la période des oscillations mécaniques des étoiles du type Soleil est égale à peu près à trois heures, des céphéides à $\bar{\rho}\approx 10^{-5}$ g/cm^{-3}, à 50 jours; des lyrides à $\bar{\rho}\approx 0{,}01$ g/cm^3 environ à 1,4 jour; des étoiles du type Mira Ceti à $\bar{\rho}\approx 10^{-8}$ g/cm^3 à 1400 jours environ. La coïncidence des valeurs théoriques des périodes avec les données d'observation confirme la nature mécanique des pulsations de ces étoiles. Comme le montre le calcul, les oscillations d'une étoile qui perdrait son état d'équilibre cesseraient en quelques jours. Or, le changement de l'éclat des variables dure des centaines de milliers d'années. Il est parfaitement clair que ces oscillations mécaniques sont maintenues par l'énergie des réactions thermonucléaires libérée au sein profond de l'étoile. Il y a une chose qui était bien plus difficile à expliquer: comment l'énergie radiative qui filtre lentement vers la surface se transforme en énergie mécanique ? Aujourd'hui les travaux des astrophysiciens soviétique S. Jevakine et américain R. Cristi ont permis de résoudre ce problème.

La température et la densité de l'enveloppe de l'étoile augmentent dans la direction du centre. Aussi, à partir d'une certaine profondeur, l'hydrogène et l'hélium acquièrent-ils progressivement l'état ionisé: sous la surface de l'étoile se trouve la région d'ionisation de l'hydrogène qui couvre en partie la région d'ionisation simple de l'hélium (région He II). Un peu plus en profondeur se trouve la région d'ionisation double de l'hélium (région He III), où un deuxième électron est arraché à l'atome. Pour une céphéide de rayon de $2\cdot 10^{10}$ m, c'est-à-dire environ de $80R_{\odot}$, l'épaisseur de

la région He II n'est que de 0,01 à $0{,}02R_*$. La densité moyenne $\rho \approx$ $\approx 3\cdot 10^{-8}$ g/cm³, la température moyenne $T \simeq 45\,000$ K, la masse de la zone He III n'est que de 10^{-6} de la masse de l'étoile. Mais c'est précisément cette région d'épaisseur négligeable et de très petite masse qui entraîne en mouvement et maintient les oscillations de la surface toute entière de l'étoile. Ce phénomène est dû à la variation rythmique de l'opacité de la couche de He II.

Notons d'abord que le coefficient d'opacité dépend sensiblement de la densité et de l'état d'ionisation de la matière. D'après les calculs, dans la région d'ionisation totale de l'hélium (région He III), $\varkappa \backsim \frac{1}{\rho}$ et dans la région d'ionisation simple de l'hélium (région He II), $\varkappa \backsim \rho^{0,7}$. Donc, si le gaz complètement ionisé subit une compression aléatoire, le coefficient d'absorption diminue, le gaz devient plus transparent. La perte de l'énergie par la couche de l'étoile devient plus grande. Mais si la compression porte sur le gaz qui n'est pas ionisé complètement, alors son coefficient d'absorption augmente, l'opacité croît et la couche de l'ionisation de l'hélium accumule l'énergie.

Dans la région d'ionisation l'absorption de l'énergie fait croître la pression, ce qui provoque la dilatation du gaz. La densité diminue, l'opacité devient plus faible et l'énergie accumulée dans la couche est émise intensément sous la forme de la lumière. L'expansion maximale une fois atteinte, les couches extérieures s'effondrent sous l'action de la force d'attraction, passent par la position d'équilibre et se compriment de nouveau pour que le cycle recommence.

C'est le principe qui régit le fonctionnement d'un moteur à piston ordinaire: le dégagement de l'énergie par combustion (c'est-à-dire le système acquiert de l'énergie) est déclenché juste à l'instant, où la compression du gaz dans le cylindre est maximale.

Les calculs ont montré que pour être pulsantes les étoiles doivent posséder une région d'ionisation He II se trouvant à une profondeur définie et être capables de s'accorder à la résonance de l'étoile toute entière. Ceci s'est avéré possible pour les géantes et les supergéantes. A mesure qu'on se déplace à droite suivant la série des variables, cet accord s'altère. Alors, au lieu des pulsations bien nettes l'éclat de l'étoile subit des oscillations irrégulières. L'amplitude de ces oscillations dépend de l'étendue et de la masse de la région He II.

§ 142. Variables éruptives

C'est le nom qui réunit un grand groupe d'étoiles qui sont le siège des variations d'éclat de grande amplitude, irrégulières dans le temps. Ces variations peuvent être liées soit à des éjections de toutes sortes de matière, ou à des éruptions (étoiles du type T Taureau, UV Baleine, etc.), soit aux phénomènes d'une nature explosive

(*nova* et *supernova*).

Les étoiles du type T Taureau se rapportent aux classes spectrales G à K. Sur le diagramme spectre-luminosité elles se situent à 1 ou 2^m plus haut que les étoiles de la série principale de la même classe spectrale (voir fig. 163). L'éclat de ces étoiles qui ne change pas pendant de longs intervalles de temps, présente des variations rapides et irrégulières, l'éclat pouvant alors augmenter de 3^m. Dans les spectres de ces étoiles on observe des raies d'émission caractéristiques de la chromosphère solaire, et dans l'ultraviolet, un rayonnement continu de nature non thermique. Le déplacement des raies d'absorption vers l'extrémité rouge, et des raies d'émission, vers l'extrémité violette, témoigne des mouvements impétueux de la matière dans les atmosphères. Des masses froides tombent sur l'étoile, alors que des masses chaudes s'en échappent.

Les étoiles du type UV Baleine sont des naines des classes spectrales K à M, qui subissent parfois des sursauts de brève durée d'amplitude allant de 1 à 6^m. L'allure de ces sursauts ressemble pour beaucoup à celle des sursauts solaires.

Le trait commun des étoiles de ces types est leur distribution dans l'espace. Elles forment ordinairement des groupes qui ont reçu le nom d'*associations T* et qui se trouvent dans les limites de grandes nébuleuses de poussière et de gaz.

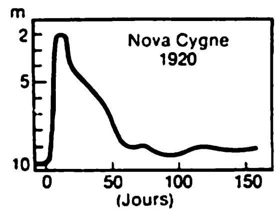


Fig. 164. Courbe de lumière de la nova de Cygne 1920

Novae. Il est d'usage de nommer ainsi les étoiles naines chaudes des classes spectrales O à B qui avant l'explosion ont la magnitude absolue $M \approx 4$ à 5^m. L'explosion augmente subitement (durant 1 à 100 jours) leur éclat de 7 à 16^m (leur luminosité devient 100 à 1 000 000 de fois plus forte), après quoi leur éclat décroît rapidement (pendant quelques années) jusqu'à la valeur initiale (fig. 164). Pendant l'explosion la nova émet environ 10^{38} J d'énergie. Quelques années après l'explosion à l'emplacement de la nova on observe une enveloppe de gaz qui se dilate à la vitesse de 1000 km/s et dont la masse est de 10^{-3} à 10^{-4} $\mathfrak{M}_{\odot}$. La présence d'une enveloppe en expansion indique que la nova rejette par explosion ses couches extérieures et sous la forme de l'énergie cinétique de l'enveloppe rejetée dégage 10^{38} à 10^{39} J.

Au cours de l'explosion la nova change non seulement son éclat, mais encore le caractère de son spectre. Ainsi, avant l'éclat maximum le spectre de l'étoile possède tous les traits d'une supergéante de la classe A ou F : raies étroites déplacées vers le violet, ce qui témoigne de l'expansion de l'atmosphère.

Aux stades précoces de l'explosion la photosphère d'une nova commence son expansion. Le rayon de l'étoile croît, mais la température efficace ne change pratiquement pas. L'augmentation de la luminosité est donc liée surtout à l'augmentation de la surface. En expansion, l'étoile rejette ses couches extérieures et forme une enveloppe en expansion dont la densité diminue rapidement. Lorsque le maximum de l'éclat est atteint, l'enveloppe devient transparente au rayonnement continu de l'étoile qui se trouve à l'intérieur et dont le spectre a tous les traits des spectres des étoiles de la classe B. A partir de cet instant l'éclat de la nova commence à décroître rapidement, l'apport au rayonnement n'étant dû qu'à l'étoile centrale et non à son enveloppe. A cette étape les raies d'absorption disparaissent et le spectre conserve seulement les larges bandes d'émission et les raies d'hydrogène, d'hélium et des métaux à ionisation multiple, typiques des nébuleuses de gaz (§ 148). Tout ceci s'explique par la décroissance de la densité dans l'enveloppe en expansion chauffée par le rayonnement ultraviolet de l'étoile centrale restée après l'explosion. Dans de nombreuses années l'enveloppe rejetée se dissipe dans l'espace interstellaire et l'étoile reprend son état initial.

Ces dernières années on a établi par observation que les novae sont des systèmes doubles serrés composés d'une étoile de classe spectrale avancée et d'une étoile chaude de la classe spectrale O à B entourée d'une enveloppe de gaz dense. C'est précisément cette dualité qui est à l'origine des explosions des novae, explosions subies par l'étoile chaude dont la masse est de l'ordre de 1 à $0{,}1\mathfrak{M}_{\odot}$.

Ainsi, en 1954 on a découvert que l'ancienne nova d'Hercule (nova 1934) est une petite étoile double serrée à période de rotation des composantes autour du centre de masse commun égale à 4^h39^m. L'une des composantes de cette étoile est une naine blanche, et l'autre, une naine rouge. La masse globale du système est d'environ $2\mathfrak{M}_{\odot}$. L'évaluation d'après la troisième loi de Kepler porte la distance entre les composantes à 300 000 km.

Les explosions des novae est un phénomène assez fréquent: chaque année on en observe deux ou trois. Si on retient qu'on ne voit que les plus proches d'entre elles, chaque année doivent apparaître dans la Galaxie à peu près 200 novae. Près de 250 novae sont également enregistrées dans la Nébuleuse d'Andromède, l'un des systèmes stellaires les plus proches.

Aux novae typiques adhèrent d'après l'allure de la variation de l'éclat des *novae récurrentes*, dont les explosions se reproduisent toutes les quelques dizaines d'années. Les astronomes soviétiques P. Parénago et B. Koukarkine ont établi que l'intervalle moyen entre les explosions des novae récurrentes augmente avec l'augmentation de l'amplitude de l'explosion. Ils ont prédit pour 1946 une explosion réitérée de l'étoile T Couronne Boréale qui a explosé autrefois en

1866. Cette prédiction a été confirmée. L'énergie de telles explosions atteint 10^{35} à 10^{36} J.

Les étoiles du type U Gémeaux sont apparentées aux novae et aux novae récurrentes. Ce sont des novae naines dont les explosions d'amplitude allant de 2^m à 6^m reviennent toutes les quelques dizaines de jours. On a établi que les novae récurrentes et les étoiles du type U Gémeaux sont aussi des doubles serrées dans lesquelles l'explosion affecte la composante qui est une naine blanche.

Supernovae. La luminosité élevée des novae rend possible leur observation dans d'autres galaxies. Ainsi, les novae de la Nébuleuse d'Andromède (galaxie M 31) qui se trouve à 600 kpc de nous sont visibles au maximum de l'éclat comme des étoiles de 17 ou 18^m.

En 1885 dans la Nébuleuse d'Andromède a été enregistrée l'explosion d'une étoile dont l'éclat au maximum était de $6^m,5$ et dont la magnitude absolue $M \approx -17^m,4$. La nébuleuse elle même qui compte 10^{11} d'étoiles est d'une magnitude de $4^m,5$, c'est-à-dire l'étoile apparue était seulement de 6,25 fois plus faible que la nébuleuse toute entière, et de 10^4 à 10^5 fois plus brillante que les novae qu'on y observe. Les étoiles de ce type ont reçu le nom de *supernovae*. Dans la Galaxie une supernova apparaît en moyenne tous les 300 ans. La dernière fois une telle explosion a été observée en 1604 (*Supernova de Kepler*).

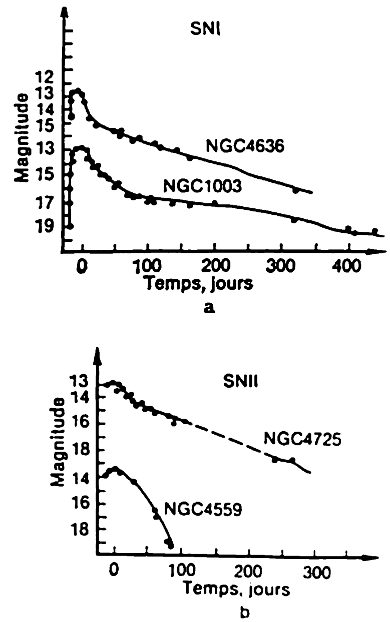


Fig. 165. Courbes de lumière des supernovae apparues dans des systèmes stellaires différents dont les numéros sont donnés d'après le Nouveau Catalogue Général des étoiles et des nébuleuses de Drayer (NGC); SNI, supernovae du type I; SNII, supernovae du type II

Au maximum de l'éclat la magnitude absolue des supernovae atteint -19^m et même -21^m; à cet instant leur luminosité dépasse des milliards de fois celle du Soleil. La quantité totale d'énergie dégagée alors est de 10^{42} à 10^{44} J.

D'après la courbe de lumière les supernovae forment deux types. L'éclat de celles du Ier type (noté SNI d'après l'usage) se maintient au niveau maximum pendant une semaine. Ensuite, au cours de 25 jours il décroît à la vitesse de $0^m,1$ par jour, puis la décroissance

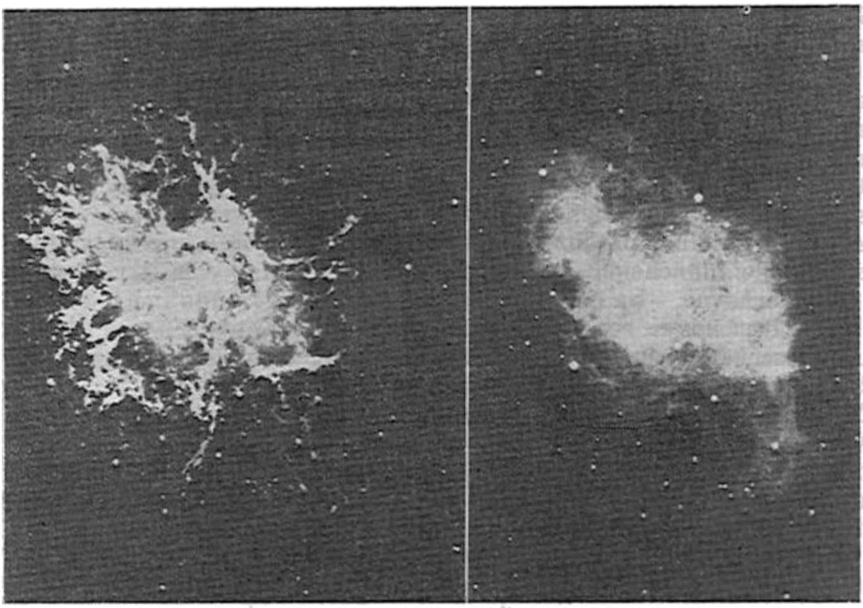


Fig. 166. Nébuleuse du Crabe dans les rayons de la raie H_α

Fig. 167. Nébuleuse du Crabe dans une lumière polarisée

ralentit brusquement. 70 jours après le maximum et jusqu'à l'instant où l'étoile devient invisible, l'éclat diminue à raison de $0^m,014$ par jour. Tous les 55 jours la luminosité de l'étoile devient deux fois plus faible suivant une loi exponentielle (fig. 165).

Les spectres des supernovae du Ier type se distinguent par la présence des raies d'absorption très élargies. Leur exploration amène à conclure que l'étoile rejette par explosion une enveloppe dont la masse est égale à 0,3 $\mathfrak{M}_\odot$, qui à la vitesse de 10 000 ou 20 000 km/s se dissipe dans l'espace interstellaire.

Pour SNI la décroissance exponentielle de la luminosité après le maximum de l'éclat peut être expliquée par la désagrégation radioactive des isotopes formés par l'explosion. A titre de tels isotopes on a envisagé ^7Be, ^{56}Co, ^{254}Cf, etc., dont la demi-période est d'environ 50 jours.

Pour les supernovae du type II (SNII) la luminosité se maintient au niveau maximal 20 jours. Ensuite l'éclat de l'étoile décroît de quelques magnitudes, après quoi pour de nombreuses supernovae il reste pratiquement invariable pendant plusieurs dizaines de jours. Ensuite survient l'étape finale de l'explosion, lorsque la luminosité diminue brusquement. Dans la période qui suit le maximum on observe dans les spectres du type II de larges raies brillantes d'hydrogè-

ne qui témoignent de l'expansion de l'enveloppe à la vitesse de 5000 à 10 000 km/s. L'évaluation de la masse de gaz projeté dans le milieu interstellaire donne la valeur de 1 à 10 $\mathfrak{M}_{\odot}$. A l'emplacement de la supernova apparue en 1054 on observe une nébuleuse luminescente (Nébuleuse du Crabe dans le Taureau ; fig. 166 et 167). En tout dans la Calaxie on a découvert 90 vestiges des supernovae, en recourant à cet effet surtout aux méthodes radioastronomiques. Nombreuses d'entre elles sont de. sources de rayonnement X. Au centre de trois nébuleuses, vestiges des supernovae (Nébuleuse du Crabe, nébuleuse Voile-X et IC 443) on a enregistré des pulsars

§ 143. Pulsars

On appelle *pulsars* les sources émettant un rayonnement radio sous la forme d'impulsions. Le premier de ces objets a été découvert par hasard en juillet 1967 par un groupe de savants de l'université de Cambridge (Grande-Bretagne), qui utilisait pour les observations

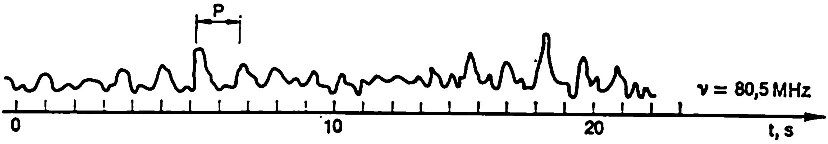


Fig. 168. Enregistrement du rayonnement radio du pulsar CP 1919

par radio un appareillage susceptible de séparer les signaux d'une durée de quelques millièmes de seconde. Les impulsions du premier pulsar d'une durée de $0^s,3$ reviennent toutes les $1^s,33730110168$ (fig. 168). Par la suite on a établi que même tout au long de six mois cette période (P) est maintenue à 10^{-8} s près, bien que l'amplitude du signal change, et parfois le signal lui même n'est pas enregistré en général sur le fond des bruits.

Actuellement on connaît près de 350 pulsars. Dans les catalogues on les désigne ordinairement par un nombre de quatre chiffres. Les deux premiers marquent les heures, les deux suivants, les minutes d'ascension droite du pulsar. Au-devant on écrit deux lettres de l'alphabet latin qui indiquent le lieu de la découverte et le caractère de l'objet. Le premier pulsar a été noté CP 1919, la première lettre signifiant Cambridge, P, pulsar; son $\alpha = 19^h19^m$. D'une façon analogue le pulsar découvert à Pouchtchino (U.R.S.S.) porte l'abréviation PP, par l'observatoire radioastronomique national Green Bank (Etats-Unis), NP, etc. Ces derniers temps on utilise également la notation unifiée des pulsars: par exemple, PSR* 1919 + 21, où l'on indique également la déclinaison ($\delta = +21°$).

* Source pulsante (P), stellaire (S), de rayonnement radio (R).

Les périodes de la plupart des pulsars sont proches de $0^s,75$. La période maximale $P = 4^s,8$ est celle du pulsar du Centaure, et minimale, $P = 0^s,033$ du pulsar NP 0532 qui se trouve au centre de la Nébuleuse du Crabe. La durée de l'impulsion varie de 1 à 10 % de la durée de la période. Les observations montrent que la période des pulsars augmente lentement avec le temps. En particulier, pour le pulsar NP 0532 elle est doublée tous les 2000 ans. Ceci a permis de conclure que plus la période est petite, plus la durée du stade pulsar est petite. Les évaluations montrent que l'âge des pulsars pour lesquels $P = 0^s,5$ à 2^s atteint 10^6 à $3 \cdot 10^7$ ans.

Les distances r aux pulsars ont été établies à partir des considérations suivantes. Si l'espace qui sépare le pulsar de l'observateur était parfaitement vide, l'impulsion du rayonnement radio serait enregistrée simultanément sur toutes les fréquences. En fait, dans une unité de l'espace interstellaire il y a une certaine quantité d'électrons libres n_e (en moyenne $n_e = 3 \cdot 10^{-2}$ cm^{-3}). Aussi, le temps de la propagation du signal de la fréquence ν sera-t-il égal à $t = \frac{r}{v_{gr}}$, pour la fréquence ν donnée la vitesse de groupe étant

$$v_{gr} = C \sqrt{1 - \frac{\omega_e^2}{\omega^2}},$$

où $\omega = 2\pi\nu$ et ω_e est la fréquence de Langmuir (cf. § 92). Ainsi, pour des fréquences plus élevées l'impulsion est observée avant que pour les basses fréquences. Pour les fréquences qui se distinguent de la grandeur $\Delta\nu$, la différence des instants d'observations de l'impulsion

$$\Delta t = 1,76 \cdot 10^3 \cdot n_e r \frac{\Delta\nu}{\nu^3} c.$$

La mesure de la différence des instants d'arrivée de l'impulsion de fréquence ν et $\nu + \Delta\nu$ permet de déterminer la distance du pulsar. On a établi ainsi que les pulsars se trouvent à des distances variant de 100 à 25 000 années de lumière. D'après les observations ces objets se groupent au voisinage de la Voie Lactée.

Bientôt après la découverte du pulsar NP 0532 il a été identifié avec l'étoile de $16^m,5$ qui se trouve au centre de la Nébuleuse du Crabe. Cette étoile subit des pulsations dans le domaine optique avec la même période que dans la gamme radio, en atteignant au maximum un éclat de $13^m,9$. Un autre vestige d'une supernova, la nébuleuse IC 433 des Gémeaux, comporte le pulsar PSR 0611+22. Ceci a permis de supposer que les pulsars se forment par explosion des supernovae. Les observations montrent que de nombreux pulsars possèdent des vitesses de 100 km/s et plus et pour un âge moyen de 10^6 ans ils s'éloignent de l'emplacement de la formation (de la supernova) à des distances de 100 à 1000 années-lumière, ce qui dans la sphère céleste fait des dizaines de degrés. C'est pourquoi seulement pour trois pulsars on observe la liaison directe avec les nébuleuses, vestiges des supernovae.

On admet que le phénomène de pulsar est associé à une étoile à neutrons animée de rotation, à la surface de laquelle se trouve une « tache » lumineuse. Pour un tel modèle l'intervalle entre les impul-

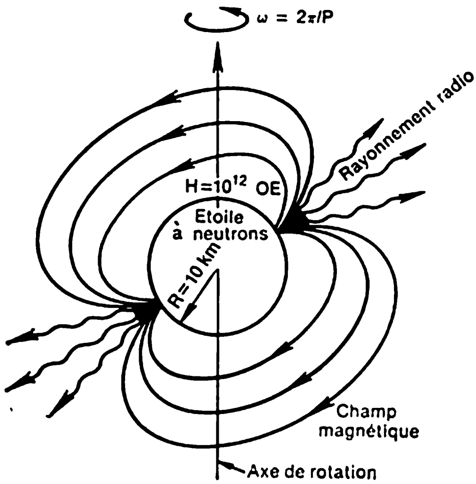


Fig. 169. Modèle d'un pulsar en tant qu'une étoile à neutrons magnétisée animée de rotation

sions correspond à la période de rotation et la durée de l'impulsion est déterminée par la largeur du faisceau de lumière émise par la « tache » (fig. 169). Pour une période de rotation moyenne de $0^s,75$ et le rayon d'une étoile à neutrons de 10 km, la vitesse linéaire de la rotation à l'équateur est proche de 80 km/s.

§ 144. Sources X

Depuis 1962 on a découvert plus de 100 étoiles émettant un rayonnement X puissant, les *sources* X qui appartiennent à la Galaxie. Ces objets sont notés de la façon suivante: on écrit d'abord la constellation dans laquelle se trouve la source, puis vient la lettre X et le numéro d'ordre de l'objet dans cette constellation.

Aujourd'hui on connaît déjà 10 sources X qui sont des systèmes stellaires doubles (certains d'entre eux sont des variables à éclipses dans le domaine X), dont une composante est une étoile normale, et l'autre, un objet compact qui constitue justement une source X; parfois c'est un pulsar. Les luminosités des sources X sont évaluées par la grandeur $L_X \approx 10^{29}$ à 10^{32} W. La distribution de l'énergie dans le spectre de tous ces objets est la même, ils manifestent presque tous une variabilité rapide du rayonnement (à période caractéristique inférieure à 0,1 s). Probablement la grande majorité des sources X

sont des systèmes doubles serrés, les périodes de révolution de certaines d'entre elles se mesurant par quelques jours et même quelques heures. Il est établi que les composantes principales de ces systèmes remplissent leurs cavités de Roche critiques (voir § 138). S'il en est ainsi, dans le système la matière s'écoule à travers le point interne de Lagrange dans la direction de la deuxième composante. Cette dernière est probablement une étoile à neutrons dont le rayon n'est que de 10 km, alors que la masse est de l'ordre de la masse du Soleil (§ 132). Le flux de gaz qui se précipite vers la surface de l'étoile à neutrons atteint à l'instant de la rencontre avec elle une vitesse de 100 000 km/s. L'effondrement sur l'étoile d'un gramme de matière dégage une énergie, justement dans le domaine des rayons X, de 10^{13} J. Pour assurer la luminosité $L_X = 10^{30}$ W d'une source X il suffit qu'à sa surface s'effondre à chaque seconde seulement 10^{14} kg de gaz.

Mais si l'étoile à neutrons possède un champ magnétique puissant, il dévie la matière en chute dans la région des pôles magnétiques. Les « taches chaudes » qui se forment ainsi peuvent conduire finalement à la formation d'un pulsar à rayons X.

Deux de tels pulsars sont étudiés d'assez près. Pour le premier d'entre eux, la source Hercule X-1, la période de pulsation est égale à $1^s,2378$. Avec la variable optique HZ Hercule ce pulsar forme un système double dont la période de rotation est de 1,7 jour. Au cours de ce même intervalle de temps l'éclat de la variable change de 13^m à 15^m. La variation de l'éclat de l'étoile optique s'explique par sa rotation avec une période de 1,7 jour autour de son axe et par le fait que dans la demi-sphère en regard de la source X il y a une tache chaude. Cette tache est constituée par l'échauffement dû au rayonnement X de l'étoile à neutrons. On a remarqué également que de tous les 36 jours, le pulsar est observable seulement pendant 12 jours, les autres 24 jours le flux du rayonnement X est inférieur au niveau de la sensibilité des récepteurs. Probablement, en vertu du mouvement de précession de l'étoile à neutrons, la Terre en cette période sort du diagramme de rayonnement du pulsar. La masse de l'étoile HZ Hercule dépasse quelque peu la masse du Soleil, son rayon est égal à $2R_{\odot}$, la masse du pulsar étant à peu près de 1 $\mathfrak{M}_{\odot}$.

Un autre pulsar à rayons X, la composante d'un système double, est la source Centaure X-3. La période orbitale de la révolution du système est de 2,087 jours. La période du rayonnement X impulsionnel $P = 4,84$ s. Cette source X a été identifiée avec la double spectrale de 13^m. L'étude du spectre du système a conduit à la conclusion que la masse de l'étoile optique est égale à peu près à $15\mathfrak{M}_{\odot}$, son rayon à $7,2R_{\odot}$. La composante qui constitue la source X, de masse de l'ordre de celle du Soleil, est une étoile à neutrons.

Le pulsar NP 0532 s'est avéré également une source X puissante qui produit dans le domaine des rayons X en une période de $0^s,033$

deux sursauts d'intensité pratiquement identique. Le calcul montre que ce pulsar émet le plus d'énergie (10^{29} W) justement dans le domaine des rayons X, alors que dans le domaine optique sa puissance est à peu près 200 fois plus faible, et dans celui des ondes radio, encore des centaines de fois plus faible.

PARTIE V

PRINCIPES DE L'ASTRONOMIE GALACTIQUE ET EXTRAGALACTIQUE

CHAPITRE XV

GALAXIE

§ 145. Voie Lactée. Coordonnées galactiques

Par une nuit limpide sans Lune on discerne bien dans le ciel stellaire la *Voie Lactée*, bande blanchâtre brillante que les Grecs de l'Antiquité appelaient galaxie ou cercle de lait. Dans l'hémisphère céleste Nord la Voie Lactée passe par les constellations des Gémeaux, du Taureau, du Cocher, de Cassiopée, de Céphée et du Cygne, où elle se dédouble pour se prolonger en deux branches suivant la constellation de l'Aigle, s'engager dans l'hémisphère céleste Sud, où elle passe par les constellations de l'Ecu, du Sagittaire, d'Ophiuchus, du Scorpion, de l'Autel et de l'Equerre, s'en va de nouveau en une bande par les constellations du Centaure, de la Croix du Sud, de la Proue, des Voiles, du Grand Chien, de la Licorne et pénètre dans l'hémisphère céleste Nord par les constellations d'Orion et des Gémeaux (fig. 170).

En 1609 Galilée a découvert pour la première fois dans son petit télescope que la Voie Lactée se compose d'une multitude des étoiles très faibles dont l'éclat global produit sur l'œil l'effet d'une bande blanchâtre. La structure stellaire de la Voie Lactée est bien visible même dans une jumelle.

Par les travaux de nombreux astronomes, et avant tout de V. Herschel, J. Herschel (Grande-Bretagne) et V. Struvé (Russie), il est établi que toutes les étoiles des deux hémisphères célestes forment un système stellaire unique appelé Galaxie, dont la grande majorité des membres font partie de la Voie Lactée.

Pour étudier la structure de la Galaxie on a introduit le système de *coordonnées sphériques galactiques* (fig. 171). Ce système retient comme base le grand cercle de la sphère céleste qui passe à peu près le long de la ligne médiane de la Voie Lactée et qui s'appelle *équateur galactique*. Il est incliné à l'équateur céleste sous un angle $i = 62°,6$ et le coupe en deux points diamétralement opposés, les *nœuds galactiques*. Le nœud galactique ascendant ☊ (de coordonnées équatoriales $\alpha = 18^h48^m,9$ et $\delta = 0°$) se trouve dans l'Aigle, alors que le nœud descendant ☋ (avec $\alpha = 6^h48^m,9$ et $\delta = 0°$), dans la Licorne. Le plan de l'équateur galactique s'appelle *plan galactique*.



Fig. 170. Partie de la Voie Lactée de l'Aigle à la Poupe

Deux points de la sphère céleste équidistants de 90° de tout point de l'équateur galactique s'appellent *pôles galactiques*. Le pôle galactique Nord (*G*) se situe dans la Chevelure de Bérénice et sa position est déterminée par les coordonnées équatoriales $\alpha =$ $= 12^h48^m,9$ et $\delta = +27°,4$, alors que le pôle galactique Sud (G') avec les coordonnées $\alpha = 0^h48^m,9$ et $\delta = -27°,4$ se trouve dans le Sculpteur. L'équateur galactique divise la sphère céleste en hémisphères galactiques Nord et Sud.

Les grands demi-cercles menés par les pôles galactiques (par exemple GCG' et $GSnG'$ de la figure 171) s'appellent *cercles de latitude galactique*. La position de l'astre (*S*) est déterminée par deux coordonnées, la *longitude galactique l* et la *latitude galactique b*. La longitude galactique ($l = Cn$) est comptée suivant l'équateur galactique de l'Ouest vers l'Est de son point (*C*) qui correspond à

la direction vers le centre de la Galaxie, jusqu'au cercle de latitude dans les limites de 0 à 360°. Le centre de la Galaxie se trouve dans le Sagittaire près de sa frontière avec le Scorpion à la distance de 33°,0 vers l'Ouest du nœud ascendant galactique (ΩC = 33°,0). La latitude

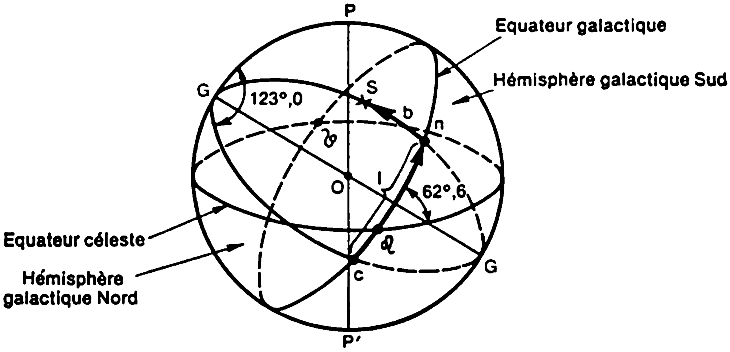


Fig. 171. Système de coordonnées galactiques. *S*, étoile de coordonnées *l* et *b*

galactique ($b = nS$) est mesurée suivant le cercle de latitude dans les deux sens de l'équateur galactique dans les limites de +90° (G) à —90° (G'). Les deux coordonnées galactiques ne sont pas mesurées directement, mais calculées d'après les coordonnées équatoriales à 0°,1 près (parfois à 0°,01 près).

§ 146. Notions des méthodes de la statistique stellaire

L'une des méthodes principales de l'étude de la structure de la Galaxie est celle du dénombrement des étoiles, dont la magnitude apparente ne dépasse pas une valeur définie. Le premier à l'appliquer a été V. Herschel qui a exploré 1083 aires du ciel de latitude galactique différente pour dénombrer les étoiles jusqu'à $14^m,5$ visibles au télescope et construire le premier modèle de la Galaxie.

De nos jours l'étude de la structure de la Galaxie et la détermination du nombre total d'étoiles de cette dernière utilisent deux caractéristiques statistiques. La première est la *fonction de luminosité intégrale* $N(m)$ qui détermine dans la zone explorée du ciel le nombre de toutes les étoiles des plus brillantes jusqu'à la m^e magnitude apparente. La deuxième, est la *fonction de luminosité différentielle* $A(m)$ qui détermine le nombre d'étoiles dont la magnitude apparente est comprise entre $-0^m,5$ et $+0^m,5$, c'est-à-dire l'accroissement du nombre d'étoiles avec la diminution de leur éclat de 1^m. Il est clair que $A(m) = \frac{dN(m)}{dm}$.

Pour le ciel tout entier les valeurs sont les suivantes:

$$N(0) = 4; \quad N(1) = 17; \quad N(2) = 50; \quad N(3) = 175;$$
$$N(6) = 3100; \quad N(7) = 8400; \quad N(10) = 166 \cdot 10^3; \quad N(21) =$$
$$= 889 \cdot 10^6.$$

D'après les calculs, jusqu'à $m = 21^m$, la fonction $A(m)$ augmente, bien que le rythme de sa croissance baisse. Ainsi, si $N(6) : N(5) = 2{,}85$, pour $N(13) : N(12) = 2{,}47$ et $N(21) : N(20) = 1{,}76$. Ceci traduit la distribution irrégulière des étoiles dans la Galaxie. Pour une distribution régulière on devrait avoir $\frac{N(m+1)}{N(m)} = 3{,}98$ (théorème de Zeeligher). La statistique mathématique en appliquant l'extrapolation montre que le plus grand nombre d'étoiles dans la Galaxie doit avoir une magnitude apparente proche de 30^m. Le nombre total d'étoiles de la Galaxie atteint $200 \cdot 10^9$.

Le dénombrement des étoiles sur les aires du ciel de mêmes dimensions mais de latitude galactique différente témoigne qu'avec l'éloignement du plan galactique le nombre d'étoiles de magnitude m donnée diminue. Désignons la fonction de luminosité intégrale calculée pour un degré carré du ciel au voisinage de l'équateur galactique par $N(m; 0°)$, et autour du pôle galactique, par $N(m; 90°)$. Le quotient $N(m; 0°) : N(m; 90°)$ s'appelle concentration galactique.

Les observations ont fourni: $N(7; 0°) : N(7; 90°) = 3{,}5$, alors que $N(21; 0°) : N(21; 90°) = 44{,}2$. Cela signifie qu'à peu près 95 % de toutes les étoiles de la Galaxie se trouvent dans la Voie Lactée.

L'analyse de tels calculs a montré que la Galaxie ressemble à un disque géant de 30 kpc, ou environ de 100 000 années de lumière de diamètre. Le Soleil se situe pas loin du plan galactique à la distance de 10 kpc (30 000 années de lumière) du centre de la Galaxie. La répartition des étoiles de différentes classes spectrales, des variables et d'autres objets a conduit à la conclusion sur la structure spirale complexe de notre système stellaire (voir dans ce qui suit §§ 153 et 154).

§ 147. Diffusion de la matière dans la Galaxie. Absorption interstellaire de la lumière

Depuis le Cygne jusqu'au Centaure la Voie Lactée semble dédoublée (cf. fig. 170). En de nombreuses zones de ses branches et entre elles on voit des régions sombres qui ne possèdent presque pas d'étoiles relativement brillantes. Ces régions sombres sont constituées par une matière de poussière et de gaz raréfiée qui se concentre dans l'espace vers le plan galactique.

La preuve directe de la présence de la matière diffuse dans l'espace interstellaire a été la découverte en 1904 par l'astronome allemand I. Hartmann (1865-1936) dans le spectre de la double δ Orion des raies d'absorption étroites et bien nettes du calcium ionisé, qui ne participaient pas aux déplacements périodiques des autres raies du spectre, définis par la révolution des composantes autour du centre de masse commun. Hartmann en a tiré la conclusion que cette absorption est due au nuage interstellaire entre le Soleil et δ Orion. Par la suite on a enregistré d'une façon analogue les raies du sodium interstellaire, du potassium, du fer, du titane, les bandes d'absorption du fer, des molécules CH, CN et de bien d'autres encore.

D'après les calculs près de 3 % de la matière galactique se trouve à l'état pulvérisé, la densité moyenne de la matière interstellaire étant de 10^{-23} g/cm^3, c'est-à-dire quelques particules par centimètre cube.

En étudiant la distribution des étoiles dans les diverses zones du ciel, V. Strouvé a tiré dès 1847 la conclusion que la lumière des étoiles est affaiblie par la matière interstellaire absorbante (*absorption interstellaire de la lumière*). Mais l'absorption interstellaire de la lumière n'a été admise définitivement qu'après les travaux de Vorontsov-Véliaminov (U.R.S.S.) en 1930 et de R. Trumpler (Etats-Unis) en 1931. Maintenant on sait que l'affaiblissement de la lumière des étoiles près du plan galactique atteint dans les rayons visuels 2^m par kpc, et dans les rayons photographiques, 4^m par kpc.

Une méthode rigoureuse de la prise en compte de l'absorption de la lumière a été élaborée par l'astronome soviétique P. Parénago (1906-1960). Soit A_1 la valeur de l'absorption de la lumière en magnitudes sur le parcours de 1 pc. Alors, la magnitude réelle de l'étoile m_0 qui se trouve à la distance de r pc sera inférieure à la magnitude apparente (observée) m de la valeur d'absorption A_1r, c'est-à-dire

$$m_0 = m - A_1r.$$

La formule (12.2) doit donc être mise au point:

$$M = m + 5 - 5 \log r - A_1r. \qquad (15.1)$$

D'après cette formule, si on connaît l'absorption totale A_1r, on détermine la magnitude absolue de l'étoile. Et si la magnitude absolue M est déterminée par quelque autre méthode (par exemple, d'après les observations spectrales) et la distance r de l'étoile est connue, on résout le problème inverse en calculant la valeur de l'absorption A_1 dans la direction de l'étoile.

L'étude de l'absorption interstellaire de la lumière à l'aide des observations photoélectriques dans plusieurs gammes spectrales a montré que dans un large intervalle des longueurs d'onde (de 4000 à 7000 Å) le coefficient d'absorption varie en raison inverse de la

longueur d'onde $\left(\varkappa(\lambda) = \frac{b}{\lambda}\right)$. D'après la théorie un tel rapport entre le coefficient d'absorption et la longueur d'onde a lieu si la poussière du milieu interstellaire se compose des particules dont les diamètres sont de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} cm.

Le coefficient d'absorption de la lumière par les particules interstellaires augmentant avec la diminution de la longueur d'onde, l'absorption des rayons bleus est plus forte que celle des rayons jaunes et l'indice de couleur des étoiles devient plus grand. La différence entre l'indice de couleur observé $(B - V)$ et réel $(B - V)_0$ s'appelle excès de couleur

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0.$$

Il existe une relation approchée

$$A_V \approx 3{,}2E_{B-V},$$

où A_V est l'absorption totale de la lumière dans les rayons visuels. L'excès de couleur est déterminé par les observations photoélectriques et spectrales conjuguées. Les premières déterminent les indices de couleur observés, et les seconds, les indices de couleur réels. Il en a résulté des renseignements sûrs sur l'absorption de la lumière dans les diverses zones de la Voie Lactée et au-delà de cette formation. Il a été établi que la poussière interstellaire se concentre vers le plan galactique. La concentration des particules par unité de volume diminue avec l'éloignement de ce plan.

La présence de la poussière dans le milieu interstellaire provoque la polarisation de la lumière des étoiles éloignées, qui atteint plusieurs pour cent.

Dans la plupart des cas le gaz et la poussière sont mélangés entre eux et forment des complexes. L'exemple d'un tel complexe est fourni par la grande Nébuleuse d'Orion explorée de près par P. Parénago.

L'efficacité de l'absorption par une couche d'une épaisseur r est déterminée par l'épaisseur optique $\tau \simeq \sigma n r$, où $\sigma = \pi\rho^2$ est l'aire de la section du grain de poussière. Etant donné que $\rho \simeq 10^{-5}$ à 10^{-4} cm, on a $\sigma \simeq 5 \cdot 10^{-9}$ cm^2. La loi de Bouguer (9.8) entraîne que l'éclat de l'étoile est affaibli de la valeur $\Delta m = -2{,}5 \log \frac{E}{E_0} = -2 \log e^{-\tau}$, d'où on trouve sans peine la concentration des particules

$$n = \frac{\Delta m}{\sigma r} \qquad (15.2)$$

En moyenne dans les étoiles qui se trouvent à la distance $r = 1000$ pc du Soleil, l'excès de couleur $E_{B-V} \simeq 0^m{,}5$ ce qui donne pour $A_V = \Delta m = 3{,}2E_{B-V} = 1^m{,}6$. En utilisant la formule (15.2) on obtient la concentration moyenne des grains de poussière dans l'espace interstellaire: $n = 10^{-7}$ particule/m^3.

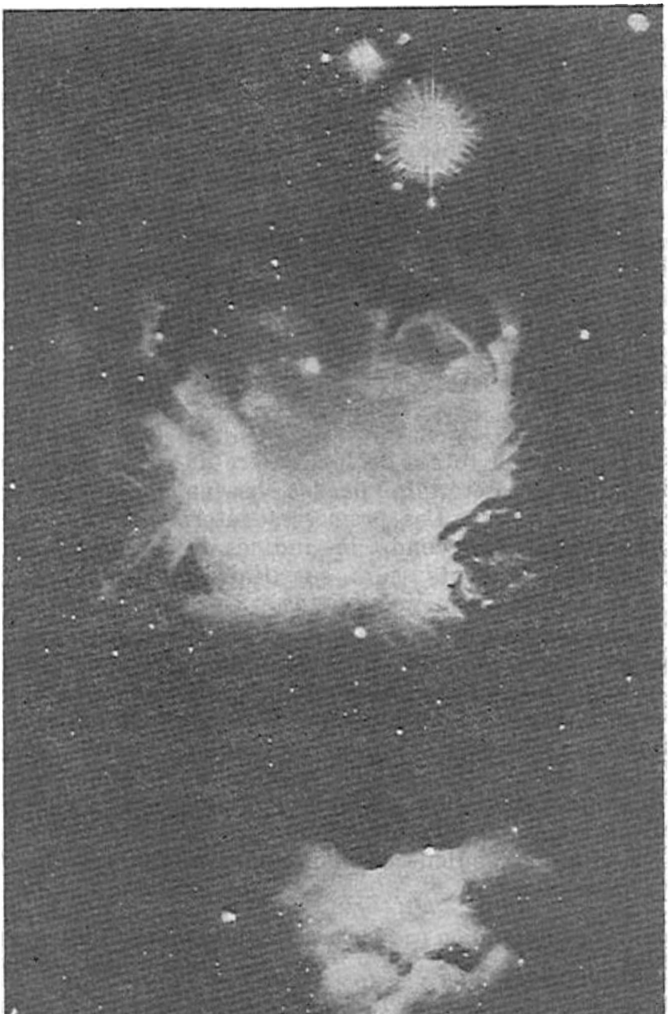


Fig. 172. Nébuleuse d'Orion

Dans des nuages de poussière plus denses, tels que Sac à Charbon dans la Croix du Sud, qui s'étend sur 8 pc, la lumière des étoiles est affaiblie de $\Delta m = 1^m,2$ et la concentration des grains de poussière est de $\simeq$ 0,2 particule/m^3.

On observe également des formations compactes obscures de 0,1 à 1 pc qui ont reçu le nom de *globules*, où la concentration des



Fig. 173. Région *Golfe de Menique* dans la nébuleuse Amérique du Nord ; à côté la nébuleuse luminescente *Pélican*

grains de poussière est des dizaines de fois plus élevée que dans les nuages de poussière.

Les *nébuleuses diffuses* sont des nuages de gaz et de poussière étendus d'une forme floconneuse irrégulière, dont les diamètres atteignent des centaines de parsecs. La concentration de la poussière dans ces nébuleuses augmente à mesure de l'approche du plan galac-

tique, où l'on trouve des complexes entiers de ces formations, les masses des complexes atteignant 10 000 $\mathfrak{M}_{\odot}$. Si près d'une nébuleuse de gaz et de poussière se trouve une étoile assez brillante, la nébuleuse devient visible. Il existe deux types de nébuleuses luminescentes : certaines possèdent des spectres à raies d'émission brillantes (exemple typique la Nébuleuse d'Orion, fig. 172), d'autres, des spectres d'absorption caractéristiques de la plupart des étoiles. Les premières s'appellent nébuleuses à émission, les deuxièmes, nébuleuses à réflexion. Ordinairement, les *nébuleuses à émission* se trouvent près des étoiles très chaudes des classes spectrales O à B. Le spectre d'une *nébuleuse à réflexion* coïncide avec celui de l'étoile qui l'éclaire.

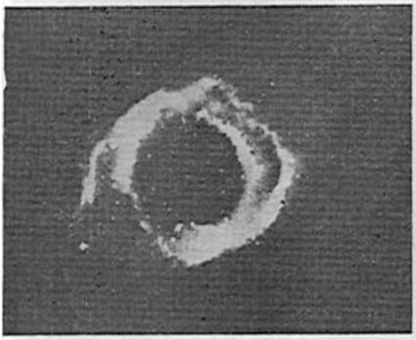


Fig. 174. Nébuleuse planétaire dans le Verseau

Actuellement on connaît près de 150 de telles nébuleuses. La proximité des étoiles chaudes et des nébuleuses étant un phénomène

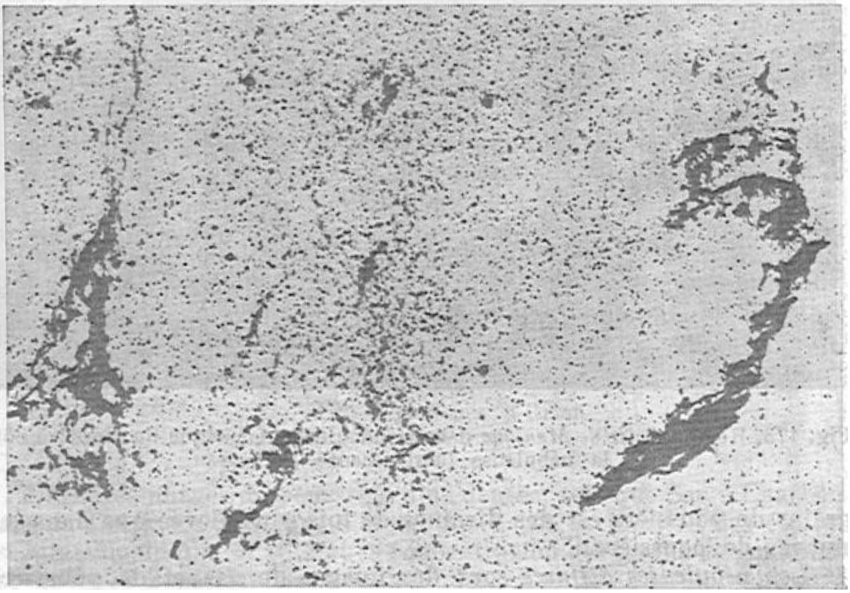


Fig. 175. Nébuleuse floconneuse dans le Cygne, vestige d'une supernova (négatif)

assez rare, il doit exister dans la Galaxie sensiblement plus (environ 1000 fois plus) de nébuleuses obscures, dont la luminescence n'est pas provoquée par des étoiles voisines. Il arrive qu'une nébuleuse obscure se situe entre une nébuleuse luminescente et l'observateur et la couvre en partie (fig. 173). Dans d'autres cas la matière de la nébuleuse obscure pénètre dans la nébuleuse luminescente en formant ce qu'on appelle les trombes d'éléphant.

Il existe des nébuleuses diffuses de forme annulaire (sphérique) qui par suite de leur éloignement apparaissent comme de faibles disques de couleur verdâtre rappelant pour beaucoup les planètes Uranus et Neptune. Pour cette raison on les a nommées *nébuleuses planétaires*. On en compte actuellement près de 1000. Le diamètre angulaire de la nébuleuse planétaire la plus proche (celle du Verseau, fig. 174) vaut 0°,25, ne dépassant pas pour la plupart des autres 0',3 à 0',4. Au centre de tels objets on observe ordinairement une étoile chaude, le noyau de la nébuleuse. Leurs spectres ressemblent à ceux des nébuleuses de gaz à émission luminescentes, mais les raies spectrales sont dédoublées, ce qui témoigne de l'expansion de la nébuleuse.

Enfin il existe des nébuleuses floconneuses, dont une partie sont des vestiges des explosions des supernovae. Le déplacement des longueurs d'onde dans les spectres des nébuleuses floconneuses est conditionné par l'effet Doppler et traduit le fait que les flocons se déplacent à la vitesse de 100 à 1000 km/s (fig. 175).

§ 148. Processus physiques dans les nébuleuses à émission

Dans les spectres des nébuleuses diffuses à émission et les nébuleuses planétaires un fond continu très faible est coupé d'un grand nombre de raies d'émission. Les plus brillantes d'entre elles sont deux raies vertes: $\lambda = 5007$ Å et $\lambda = 4959$ Å, dites *nébulaires* et notées respectivement N_1 et N_2. Leur position ne correspond à aucune des raies observées dans les laboratoires. On a émis donc l'hypothèse qu'elles appartiennent à *nébulium*, gaz qui n'est contenu que dans les nébuleuses. La nature des raies *nébulaires* a été élucidée en 1927. Il s'est avéré que N_1 et N_2 appartiennent à l'oxygène deux fois ionisé. Ces raies peuvent apparaître seulement dans les conditions d'une raréfaction exceptionnelle irréalisables dans les conditions terrestres, et c'est ce qui leur a valu le nom de raies *interdites*. Une étude plus poussée des spectres nébulaires a révélé que le nombre de raies interdites d'autres éléments chimiques atteint une centaine et que plus de 90 % de l'ensemble du rayonnement des nébuleuses appartient à des raies d'émission.

La luminescence des nébuleuses diffuses est excitée par une étoile de classe spectrale précoce se trouvant dans la proximité et qui est une source puissante du rayonnement ultraviolet continu.

Pour les nébuleuses planétaires cette source est constituée par le noyau.

Le rayonnement ultraviolet continu de longueur d'onde $\lambda < < 912$ Å, appelé *continuum de Lyman* (L_c) est capable d'ioniser les atomes d'hydrogène à l'état énergétique fondamental. Par exemple, l'étoile Spica (α Vierge) avec $T_e = 20\,000\ K$ et $R = 10 R_\odot$ émet par seconde 10^{46} quanta de continuum de Lyman, ce qui rend possible l'ionisation de tout l'hydrogène tout autour à des distances de dizaines de parsecs. Ces zones d'hydrogène ionisé ont reçu le nom de régions H II.

Lors de l'absorption une partie de l'énergie du quantum L_c est absorbée par l'excitation des atomes d'hydrogène, alors que l'autre transmet l'énergie cinétique à l'électron arraché. Par la suite l'énergie cinétique est redistribuée dans les collisions avec les autres électrons. Ceci fait que le gaz des nébuleuses s'échauffe.

La luminescence des nébuleuses productrice des raies est due à la recombinaison des atomes et aux transitions ultérieures des électrons d'un niveau à un autre avec l'émission des quanta qui correspondent aux transitions. Un électron capté par le noyau d'un atome d'hydrogène réalisera les transitions des niveaux supérieurs au deuxième niveau avec émission des raies de la série de Balmer (voir § 86) et au premier niveau. Ceci explique la présence dans le spectre des nébuleuses de fortes raies d'émission de la série de Balmer.

Les *transitions permises* des électrons d'un niveau à un autre se produisent en 10^{-8} seconde. Il existe des états que les électrons peuvent subir bien plus longtemps, ce sont les *états métastables*. Les transitions à partir de ces *états*, dites *interdites*, demandent des dizaines et plus de secondes.

La luminescence d'une nébuleuse dans des raies interdites est engendrée par l'excitation des niveaux métastables des ions d'oxygène et d'autres ions, résultant des collisions électroniques. Dans la collision d'un ion avec un électron libre ce dernier lui communique une partie de son énergie (pour un ion O III l'énergie d'excitation d'un état métastable est égale à 2,5 eV). Quelque temps après (pour un ion O III il est de 40 secondes) l'électron passe dans l'atome à un niveau inférieur. Il en résulte que dans le spectre de l'objet l'observateur enregistre une raie interdite.

Ainsi, l'absorption des quanta L_c assure l'ionisation de l'hydrogène et l'échauffement de la nébuleuse, alors que le rayonnement dans les raies interdites, son refroidissement. Ces deux processus établissent et maintiennent dans la nébuleuse un équilibre thermique défini en déterminant la température de la matière. La connaissance de l'intensité des raies interdites permet d'établir la concentration des particules dans la nébuleuse et sa température. Ainsi, on a trouvé que la température cinétique du gaz des régions HII et des nébuleuses planétaires est de 9000 à 14 000 K.

Les observations dans la gamme des ondes radio ont montré que de nombreuses nébuleuses de gaz, y compris la Nébuleuse d'Orion émettent des raies intenses de fréquence 1667 MHz ($\lambda = 18$ cm). La largeur de ces raies est de 0,5 KHz. Si la largeur des raies est expliquée par l'agitation thermique des particules émettrices, la température cinétique de la matière doit alors être d'environ 3 K. Or, la température de brillance dans les raies est de 10^{15} K. Il s'est avéré que les sources de ces raies sont les *masers* cosmiques générateurs puissants des ondes radio cosmiques.

La raie maser 1667 MHz appartient à la molécule OH. L'existence des raies de rayonnement radio des molécules OH, CH, etc. a été prédite en 1949 par l'astrophysicien soviétique I. Chklovski. Comme le montrent les observations réalisées à l'aide d'un appareillage à pouvoir de séparation spatiale élevé, ainsi que l'analyse théorique des processus qui amènent le rayonnement maser, ses sources sont des nuages de gaz et de poussière interstellaires relativement denses d'une masse $\mathfrak{M} \simeq 1\mathfrak{M}_{\odot}$ à température d'environ 100 ou 200 K. Le principe de l'action du mécanisme maser dans ces nuages est parfaitement analogue à celui des sources artificielles de ce rayonnement. La source de pompage du rayonnement maser est le rayonnement infrarouge de la partie centrale du nuage.

Actuellement, en plus du rayonnement maser des molécules OH, H_2O ($\lambda = 1,35$ cm), SiO, etc., on observe les raies radio émises par des molécules plus compliquées, parmi lesquelles il y a de nombreuses molécules organiques complexes, telles que le formaldéhyde H_2CO, le cyantétracétylène HC_9N, etc.

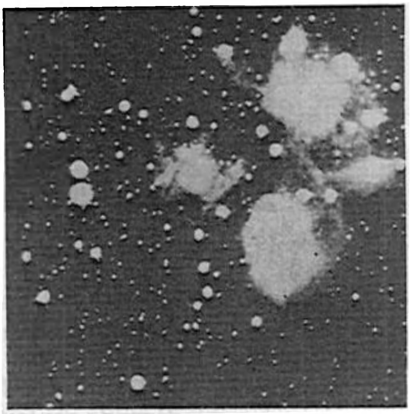


Fig. 176. Amas stellaire ouvert des Pléiades; ses étoiles principales illuminent la poussière cosmique qui les entoure

§ 149. Amas et associations stellaires

Une certaine partie des étoiles de la Galaxie est réunie en *amas*. On appelle amas stellaires les groupes isolés des étoiles associées entre elles par les forces d'attraction mutuelle et se déplaçant dans l'espace comme un tout unique. D'après l'aspect extérieur il existe des amas ouverts ou galactiques et des amas globulaires.

Les amas stellaires et les nébuleuses les plus brillants, accessibles aux petits télescopes, sont désignés jusqu'à présent d'après le numéro

d'ordre du catalogue de l'astronome français C. Messier (1730-1817); devant ces numéros on inscrit la lettre M. Ainsi. l'un des amas ouverts brillants, les Pléiades, dans le Taureau (fig. 176), est noté M 45. Les amas stellaires et les nébuleuses portés dans le New General Catalog de J. Dreyer (1852-1926) sont désignés par les lettres NGC et les numéros d'ordre de ce catalogue. Ainsi, l'amas globulaire de Hercule (fig. 177) est noté NGC 6205.

Dans la Galaxie on compte 1200 amas ouverts connus. Ils se composent de plusieurs dizaines, centaines, plus rarement, milliers d'étoiles et ont une forme irrégulière; leur diamètre varie en moyenne

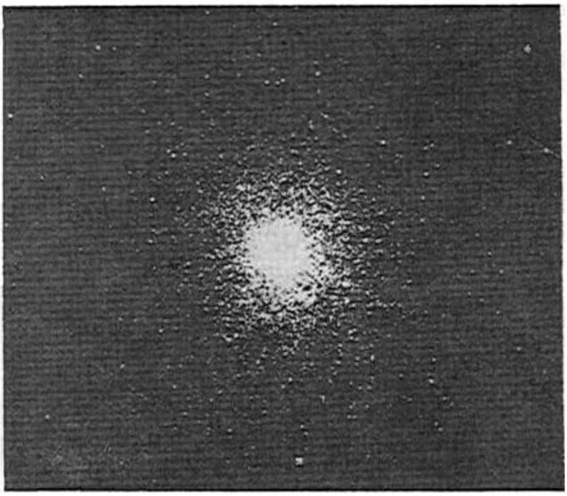


Fig. 177. Amas globulaire NGC 6205 dans Hercule

de 3 à 5 pc. Presque tous les amas ouverts appartiennent à la Voie Lactée ou se trouvent tout près. Séparer toutes les étoiles de l'amas stellaire est une tâche plutôt ardue; à cet effet il faut explorer leurs spectres ou leurs indices de couleur et étudier les mouvements propres.

Un exemple typique des amas ouverts est fourni par les Pléiades. A l'œil nu on y compte sept étoiles, en observant dans un télescope on y découvre 200, et les photographies à longue pose nous en révèlent plus de 300. Le diagramme spectre-luminosité des Pléiades est également typique (fig. 178). D'après ce diagramme les amas stellaires ouverts sont constitués surtout par des étoiles de la série principale. Les géantes et les supergéantes y sont très peu nombreuses.

Les amas stellaires globulaires de forme sphérique ou elliptique (fig. 177) comptent des centaines de milliers et même des millions d'étoiles. En moyenne leur diamètre est proche de 30 pc. Si au voisi-

nage du Soleil il n'y a qu'une étoile par 10 parsecs cubes, dans un amas globulaires la concentration spatiale moyenne est des milliers de fois plus grande et atteint au centre des dizaines de milliers d'étoiles par parsec cube.

Actuellement on a repéré plus de 130 amas globulaires. Leur distribution dans l'espace n'est pas régulière. On en compte à peu près le même nombre des deux côtés de l'équateur galactique. La forte absorption de la lumière par la poussière et le gaz font que dans

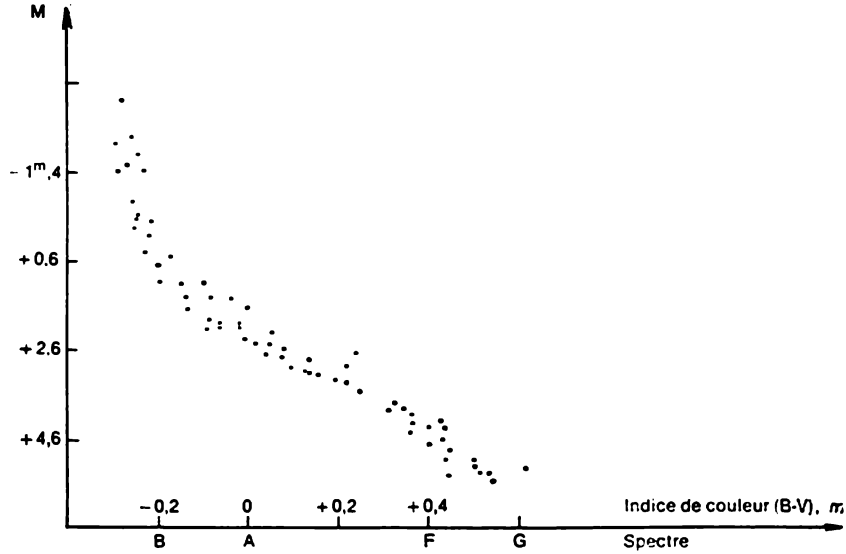


Fig. 178. Diagramme spectre-magnitude absolue des Pléiades

le plan de la Voie Lactée on n'en voit pas beaucoup. Une forte concentration des amas globulaires s'observe au voisinage du Sagittaire, où se trouve le centre de la Galaxie. Du côté opposé du ciel les amas globulaires ne se rencontrent presque pas.

Les diagrammes spectre-luminosité des amas globulaires (fig. 179) sont caractérisés par la branche presque verticale des géantes et subgéantes rouges et la branche horizontale qui réunit le domaine des géantes rouges à la partie supérieure de la série principale peu peuplée. La branche horizontale enregistre une rupture, ce qu'on appelle la *lacune de Schwartzschild*, à laquelle appartiennent les variables du type RR Lyre. Cette différence importante dans la forme du diagramme spectre-luminosité des amas ouverts et globulaires traduit l'écart important entre leurs âges (§ 170).

On a établi récemment que de nombreux amas globulaires sont des sources X puissantes. Ce fait est associé à l'accrétion (capture)

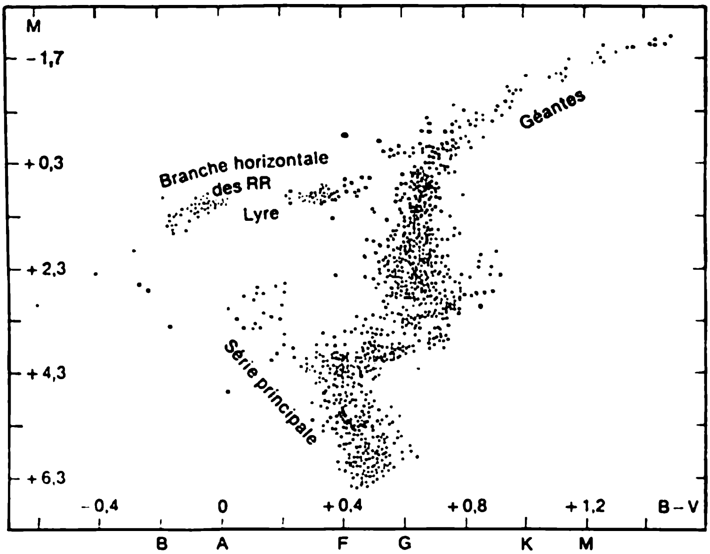


Fig. 179. Diagramme de Hertzschprung-Russel de l'amas globulaire M3 dans Hercule

du gaz interstellaire par des trous noirs qui d'après certains savants se trouvent au centre des amas globulaires.

En 1947 V. Ambartsoumian, de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., a porté son attention sur les groupements des étoiles chaudes de luminosité élevée des classes spectrales O et B, qu'il a proposés de nommer *associations stellaires.* Chacune de ces associations OB compte jusqu'à cent étoiles des classes O et B. En plus des associations OB il existe des associations T, amas des naines variables irrégulières du type T Taureau. L'association T la plus proche se trouve dans la constellation d'Orion ; le nombre de ses variables est supérieur à 500.

Les associations OB et T s'observent à l'intérieur des complexes de gaz et de poussière puissants.

§ 150. Radiosources galactiques et vestiges des supernovae

Le rayonnement radio continu est caractéristique aussi bien des vestiges des supernovae que des nébuleuses planétaires. Mais le rayonnement radio des nébuleuses planétaires est de nature thermique, alors que celui des vestiges des supernovae est un rayonnement synchrotron.

L'une des sources de rayonnement radio galactique les plus connues est la Nébuleuse du Crabe (Taureau A), vestige de la supernova

de 1054 (fig. 166). La distance de la Nébuleuse du Crabe est de 5500 années de lumière, sa magnitude apparente est de $8^m,6$, les dimensions angulaires, de $3' \times 2'$. Les observations spectrales montrent que les raies d'émission principales de la nébuleuse se sont séparées en deux composantes, ce qui témoigne de son expansion à la vitesse de 1000 km/s. La nébuleuse se compose de deux parties qui s'interpénètrent l'une l'autre, l'une étant amorphe et l'autre floconneuse. La masse amorphe concentrée essentiellement dans la partie intérieure de la nébuleuse émet un spectre continu sans traces de raies brillantes. Les flocons sont caractérisés par un spectre de raies, où les raies interdites d'azote, de soufre, d'oxygène et d'hydrogène sont très intenses. La concentration des électrons dans les flocons atteint $4 \cdot 10^3$ cm^{-3}, leur température cinétique, 17 000 K.

La Nébuleuse du Crabe est une source puissante de rayonnement continu dans toutes les gammes des longueurs d'onde accessibles à l'observation, depuis le rayonnement radio jusqu'aux rayons gamma. En 1953 I. Chklovski a proposé et justifié la thèse d'après laquelle le rayonnement optique continu est de nature synchrotron. Actuellement on explique par le rayonnement synchrotron tout le rayonnement continu dans les domaines radio, optique et ultraviolet. Par exemple, dans les domaines optique et ultraviolet $I(\nu) \backsim \nu^{-0,8}$. D'après le § 91 les électrons relativistes qui provoquent ce rayonnement se distribuent en fonction de l'énergie suivant la loi $N(E) \backsim$ $\backsim E^{-2,6}$. L'intensité du champ magnétique dans la Nébuleuse $H \simeq 7 \cdot 10^{-4}$Œ. La formule de la fréquence du rayonnement synchrotron entraîne que l'énergie des électrons s'échelonne de 10^4 à 10^5 mc^2.

La nature synchrotron du rayonnement optique et ultraviolet de la Nébuleuse du Crabe en fait une source puissante de rayons gamma durs. En effet, d'après (9.26), dans le cas de la diffusion Compton par les électrons relativistes de son rayonnement optique et ultraviolet synchrotron il se forme des quanta diffusés dans la plage des fréquences $\nu = 10^{23}$ à 10^{25} Hz qui est un rayonnement gamma dur.

La radiosource Cassiopée A identifiée à la nébuleuse optique faible de dimensions angulaires d'environ $4'$ est également un vestige de supernova. Cette nébuleuse se compose d'un flocon étendu et d'un grand nombre de condensations stelloïformes qui se déplacent à des vitesses allant jusqu'à 8000 km/s.

Les nébuleuses constituées de vestiges de la supernova de Tycho Brahé observée en 1572 (Supernova de Tycho) et de la supernova de Kepler apparue en 1604 sont également des sources puissantes de rayonnement radio synchrotron.

Une radiosource assez puissante est ce qu'on appelle l'*Eperon* galactique qui dans le ciel a la forme d'anneau mince de 110° de diamètre s'étendant à travers Hercule, le Serpent, le Bouvier, la Vierge et la Coupe. Probablement, c'est un vestige de la supernova

apparue à peu près il y a 20 000 ans à la distance d'environ 80 années de lumière du Soleil. Pour le moment, les méthodes optiques n'ont pas réussi à déceler aucune trace de nébuleuse.

Une caractéristique particulière de la plupart des vestiges des supernovae est qu'elles présentent des sources de rayonnement X mou. Sa nature est celle du rayonnement de freinage du plasma raréfié chauffé jusqu'à la température de plusieurs millions de degrés. Les enveloppes des supernovae se dissipant dans le milieu interstellaire à des vitesses dépassant sensiblement la vitesse du son, produisent devant elles une onde de choc. A la différence des ondes ordinaires, une onde de choc est le siège de la dissipation rapide de l'énergie cinétique de l'onde en chaleur. C'est ce qui rend précisément très élevée la température des enveloppes des supernovae.

§ 151. Mouvements propres et vitesses radiales des étoiles

L'étude systématique de la position des étoiles relativement proches du Soleil et l'exploration de leurs spectres a permis de découvrir le mouvement des étoiles dans l'espace. Chaque étoile se déplace dans l'espace par rapport au Soleil à une vitesse définie V, appelée *vitesse spatiale*. Cette vitesse est dirigée sous un certain angle ϑ au rayon visuel de l'observateur terrestre (fig. 180). La projection de la vitesse spatiale V sur le rayon visuel s'appelle *vitesse radiale* V_r et sa projection sur le plan perpendiculaire au rayon visuel (plan tangent à la sphère céleste), *vitesse tangentielle* V_t.

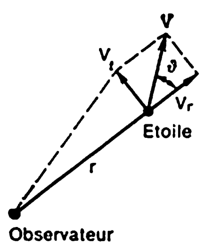


Fig. 180. Composantes de la vitesse spatiale: V_t, tangentielle; V_r, radiale

La vitesse tangentielle provoque dans les étoiles relativement proches des déplacements négligeables, ne dépassant pas en règle générale quelques secondes d'arc pendant des intervalles de temps de dizaines d'années *. Le déplacement de l'étoile dans la sphère céleste en une année s'appelle *mouvement propre*. Lors du déplacement d'une étoile de σ secondes en un intervalle de temps de Δt années, le mouvement propre de l'étoile

$$\mu = \frac{\sigma}{\Delta t} \, [''/\text{ans}].$$

Les composantes du mouvement propre μ suivant l'ascension droite et la déclinaison sont notées respectivement μ_α et μ_δ ; donc

$$\mu = \sqrt{\mu_\alpha^2 + \mu_\delta^2}\,.$$

* Les déplacements des étoiles éloignées sont imperceptibles.

Dans la direction de sa vitesse tangentielle en un temps $T_0 = 1$ an l'étoile parcourt dans l'espace le chemin

$$S = r \sin \mu = r \frac{\mu}{206\,265''} \text{ pc},$$

où r est la distance entre l'étoile et le Soleil en parsecs (pc).

Etant donné que $T_0 = 1$ an $= 31{,}6 \cdot 10^6$ s ; 1 pc $= 206\,265$ u.a. $= 206\,265 \cdot 149.6 \cdot 10^6$ km ; $r = \frac{1}{\pi}$ et π est la parallaxe annuelle de l'étoile en'', la vitesse tangentielle

$$V_t = \frac{S_t}{T_0} = \frac{206\,265 \cdot 149{,}6 \cdot 10^6 \mu}{206\,265 \cdot 31{,}6 \cdot 10^6 \pi} \text{ km/s}$$

et finalement

$$V_t = 4{,}74 \frac{\mu}{\pi} \text{ km/s.} \tag{15.3}$$

La vitesse radiale d'une étoile est déterminée d'après le déplacement Doppler $\Delta\lambda$ des raies dans le spectre. Mais les observations

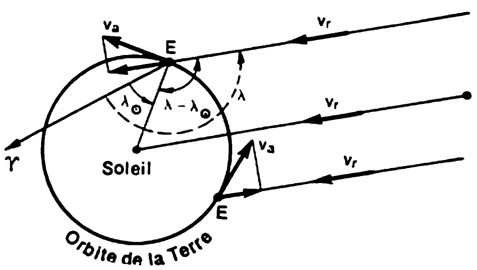


Fig. 181. Détermination de la vitesse radiale héliocentrique de l'étoile S, étoile; E, position de la Terre

donnent directement la vitesse radiale géocentrique

$$v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda},$$

c'est-à-dire la vitesse par rapport à la Terre ; or, la Terre tourne autour du Soleil à la vitesse moyenne $v_a = 29{,}8$ km/s qui change tout le temps de direction (fig. 181). Pour calculer la vitesse radiale héliocentrique V_r de l'étoile (par rapport au Soleil) il faut retrancher de la vitesse géocentrique V_r la projection de la vitesse de la Terre v_a sur la direction vers l'étoile. La valeur de cette projection dépend de la différence de longitude écliptique λ de l'étoile et $\lambda_\odot$ du Soleil, ainsi que de la latitude écliptique β de l'étoile. Alors, la vitesse héliocentrique de l'étoile

$$V_r = v_r - 29{,}8 \sin (\lambda - \lambda_\odot) \cos \beta. \tag{15.4}$$

Les catalogues stellaires indiquent précisément les vitesses radiales héliocentriques.

La vitesse héliocentrique spatiale d'une étoile

$$V = \sqrt{V_t^2 + V_r^2}.$$

Jusqu'à présent on a mesuré les mouvements propres à peu près de 300 000 étoiles, et les vitesses radiales de plus de 20 000 étoiles. Parmi les mouvements propres connus le plus important est celui de l'étoile naine de Barnard ($m = 9^m,5$, spectre M5V), dans l'Ophiuchus ; son $\mu = 10'',31$ et $V_r = -108$ km/s.

§ 152. Mouvement du Système solaire. Rotation de la Galaxie

Les vitesses des étoiles ne traduisent pas dans toute la mesure leur mouvement dans la Galaxie, du fait qu'elles se calculent par rapport au Soleil qui avec son système de corps animés de rotation se déplace également dans l'espace. Les vitesses ainsi établies comportent donc des composantes définies par la vitesse spatiale du Soleil et appelées *composantes parallactiques* de la vitesse.

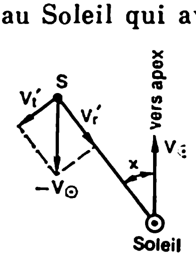


Fig. 182. Composantes parallactiques de la vitesse d'une étoile

Les vitesses des étoiles libres de l'influence de la vitesse du Soleil sont dites *péculaires* (du latin *peculiaris*, propre) ; pour les calculer il faut connaître les composantes parallactiques de la vitesse radiale V_r' et de la vitesse tangentielle V_t', mais à cet effet il faut d'abord trouver la vitesse spatiale du Soleil.

Le point du ciel vers lequel se déplace le Système solaire s'appelle *apex*, et le point du ciel diamétralement opposé *antapex*.

Supposons que dans l'espace le Soleil se déplace à la vitesse $V_\odot$ par rapport à l'étoile S qui se trouve à la distance angulaire $\varkappa$ de l'apex (fig. 182). Alors, le mouvement apparent de l'étoile S par rapport au Soleil aura lieu à la vitesse $-V_\odot$ dans la direction de l'antapex, et l'observateur découvrira les composantes parallactiques de la vitesse radiale

$$V_r' = -V_\odot \cos \varkappa \tag{15.5}$$

et de la vitesse tangentielle

$$V_t' = -V_\odot \sin \varkappa. \tag{15.6}$$

Pour les étoiles voisines de l'apex ($\varkappa$ est proche de 0°), la composante parallactique de la vitesse radiale $V_r' = -V_\odot$, et pour les étoiles voisines de l'antapex, $V_v' = +V_\odot$.

La vitesse du Soleil $V_{\odot}$ et la position de son apex sont déterminées d'après les vitesses radiales non pas des étoiles isolées, mais de leurs groupes contenant un grand nombre d'objets et situés dans des régions différentes du ciel. La valeur moyenne des vitesses radiales de chacun de tels groupes est donnée par la composante parallactique de la vitesse radiale V'_r du groupe tout entier, les vitesses péculaires différant en module et en direction et leur projection sur le rayon visuel étant réciproquement annulée par calcul de la moyenne.

Les apex et antapex reposent dans celles des zones opposées du ciel, où les composantes du groupe V'_r sont maximales et égales en module, mais près de l'apex $V'_r < 0$, et dans le domaine de l'antapex, $V'_r > 0$. Alors, la vitesse du Soleil $V_{\odot} = V'_r$.

Par ailleurs, la perspective fait que dans la région de l'apex les mouvements propres de la plupart des étoiles sont dirigés dans des directions différentes par rapport à l'apex (les étoiles « fuient »), directions qui, prolongées dans le sens inverse, s'entrecroisent pour marquer la position de l'apex. Alors que près de l'antapex, les mouvements propres de la plupart des étoiles sont dirigés vers l'antapex (les étoiles « se rapprochent » entre elles).

D'après les vitesses radiales et les mouvements propres des étoiles visibles à l'œil nu (jusqu'à 5 ou 6^m) on a trouvé que par rapport à ces étoiles le Soleil se déplace actuellement à la vitesse $V_{\odot} = 19{,}5$ km/s à peu près dans la direction de l'étoile ν Hercule, et plus exactement, vers le point appelé apex solaire standard : voici ses coordonnées équatoriales : $\alpha_A = 18^h00^m = 270°$ et $\delta_A = +30°$, et ses coordonnées galactiques : $l_A = 56°$ et $b_A = +23°$. L'antapex standard avec $\alpha = 6^h00^m = 90°$ et $\delta = -30°$ ($l = 236°$ et $b = -23°$) se trouve dans la Colombe.

Mais à l'œil nu on voit aussi bien les étoiles relativement proches que des géantes éloignées. Aussi, l'étude du mouvement du Soleil seulement par rapport aux étoiles les plus proches de la série principale donne-t-elle d'autres valeurs : $V_{\odot} = 15{,}5$ km/s ; $\alpha_A = 17^h40^m = 265°$ et $\delta_A = +21°$; $l_A = 45°$ et $b_A = +24°$. Cet apex s'appelle *apex du mouvement principal du Soleil* et repose également dans la constellation de Hercule, alors que l'antapex se trouve dans la constellation du Lièvre (au Sud d'Orion).

La connaissance de la vitesse du Soleil et des coordonnées de son apex permet d'après les formules (15.5) et (15.6) de calculer les corrections parallactiques et de trouver les vitesses péculaires des étoiles :

$$V_* = \sqrt{(V_r - V'_r)^2 + (V_t - V'_t)^2},$$

où V_r est la vitesse radiale et V_t la vitesse tangentielle de l'étoile par rapport au Soleil.

La mesure des vitesses radiales et des mouvements propres des étoiles proches et plus éloignées permet de conclure sur le mouve-

ment du Soleil et des étoiles qui entourent le centre de la Galaxie, ainsi que de se faire une idée de leur vitesse à de différentes distances de son centre.

La figure 183 indique la direction vers le centre de la Galaxie et la lettre *S* désigne le Soleil. Admettons en vertu des lois de Kepler que la vitesse de la révolution des étoiles autour du centre de la Galaxie croît à mesure qu'on s'y approche (fig. 183, *a*). Pour un observateur se déplaçant avec le Soleil, les vitesses radiales des étoiles le long de la direction de son mouvement et dans la direction perpendiculaire sont nulles (fig. 183, *b*). Les étoiles qui se trouvent derrière le Soleil et plus près du centre de la Galaxie, ont une vitesse péculaire supérieure à celle du Soleil, et c'est pourquoi leur vitesse radiale est négative, c'est-à-dire dirigée vers le Soleil. Le mouvement des étoiles qui se trouvent devant le Soleil, mais plus loin du centre de la Galaxie, est plus lent et leur vitesse radiale est également négative. Dans les deux cas l'observateur enregistre d'après le déplacement des raies spectrales de ces étoiles vers l'extrémité violette que le Soleil s'en rapproche. Et inversement, les étoiles qui se trouvent devant le Soleil et plus près du centre de la Galaxie, se déplacent plus vite que le Soleil et s'éloignent de ce dernier. D'une façon analogue le Soleil s'éloigne des étoiles qui se trouvent derrière lui et plus loin du centre de la Galaxie. Dans les spectres de ces étoiles les raies sont déplacées dans le sens de l'extrémité rouge. C'est cette distribution précisément des vitesses radiales qu'on observe pour les étoiles proches du plan galactique.

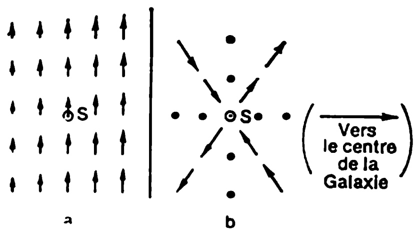


Fig. 183. Influence de la rotation de la Galaxie sur les vitesses radiales des étoiles

a, vitesses péculaires des étoiles par rapport au centre de la Galaxie; *b*, vitesses radiales des étoiles par rapport au Soleil

Les vitesses radiales des étoiles se trouvant dans de différentes directions par rapport au Soleil ont permis d'établir la loi de la rotation de la Galaxie. Il s'est avéré que la vitesse angulaire de la rotation diminue à mesure qu'on s'éloigne du centre, mais cette décroissance est quelque peu plus lente qu'elle aurait dû être en vertu des lois de Kepler. La vitesse linéaire de rotation augmente avec l'éloignement du centre et atteint le maximum de 250 km/s à peu près à la distance du Soleil pour décroître lentement ensuite.

La loi de la rotation de la Galaxie est déterminée par la distribution de la matière. Dans ce domaine la théorie admet deux cas. Un système stellaire à distribution uniforme des étoiles du centre vers la périphérie peut tourner comme un corps solide à la vitesse angulaire ω constante. Alors, dans sa révolution autour du centre galactique la vitesse orbitale de l'étoile $v = \omega r$, et

elle est d'autant plus grande que l'étoile est plus éloignée du centre de la Galaxie.

Mais si la partie dominante du système stellaire est concentrée en son centre, les autres étoiles se déplaceront autour du centre sur des orbites képlériennes. Dans ce cas $\omega = \frac{1}{r^{3/2}}$, et la vitesse orbitale $v = \omega r \infty \frac{1}{\sqrt{r}}$.

D'après les observations, il existe réellement en plus de la concentration perceptible de la matière vers le centre de la Galaxie, assez de matière uniformément répartie dans tout son volume. Les évaluations donnent que la masse de la Galaxie est égale à $160 \cdot 10^9 \mathfrak{M}_\odot$, dont au moins 20 % sont répartis uniformément dans tout son volume.

Ainsi, on peut constater que le Soleil effectue dans la Galaxie deux mouvements principaux : le premier à la vitesse de 16 km/s par rapport aux étoiles proches dans la direction de Hercule ; le deuxième, à la vitesse de 250 km/s dans la direction du Cygne ; c'est le mouvement qu'il effectue avec les étoiles les plus proches autour du centre de la Galaxie. En se trouvant à la distance d'environ 10 kpc du centre de la Galaxie le Soleil boucle le tour complet autour de ce centre à peu près en 200 millions d'années. D'après l'usage cet intervalle de temps s'appelle *année galactique.*

§ 153. Distribution de l'hydrogène d'après les données radioastronomiques et la structure spirale de la Galaxie

Pendant longtemps on ne pouvait juger de la présence de l'hydrogène dans l'espace interstellaire que d'après des données indirectes. Par exemple, dans les spectres des étoiles éloignées on observe des raies d'absorption interstellaires par les molécules CH dont fait partie l'hydrogène. L'absence des raies d'absorption interstellaires d'hydrogène dans les spectres des étoiles prouvait d'une façon indirecte que la température de vastes domaines du milieu interstellaire est basse et que les atomes d'hydrogène se trouvent à l'état fondamental. Aussi, même si l'absorption des quanta de lumière par l'hydrogène interstellaire a lieu, on ne peut le déceler que dans la série de Lyman en réalisant les observations au-delà de l'atmosphère terrestre. Ce n'est que dans les cas rares, lorsqu'une étoile de la classe O ou B se trouve au voisinage d'un nuage d'hydrogène qu'apparaît une région H II (§ 148) responsable des raies d'émission d'hydrogène dans le spectre. La photographie du ciel à travers les filtres de lumière qui font dégager des raies isolées de la série de Balmer de l'hydrogène a permis de découvrir sur des clichés ordinaires plusieurs centaines de nébuleuses invisibles.

Mais l'information principale sur la distribution de l'hydrogène dans la Galaxie n'a pu être obtenue qu'en recourant aux méthodes radioastronomiques. Comme nous l'avons noté (§ 86), l'hydrogène

neutre (et il constitue avec l'hygrogène moléculaire 95 % de tout l'hydrogène de la Galaxie) émet des ondes radio de longueur d'onde de 21 cm. En vertu de l'effet Doppler dans le spectre sa raie est élargie d'abord par suite du mouvement des atomes d'hydrogène, puis par suite du mouvement des nuages d'hydrogène isolés, par lesquels passe le rayon visuel de l'observateur. Dans certaines directions au lieu d'une raie on enregistre plusieurs raies isolées dont la disposition mutuelle permet de juger de la présence dans l'espace des nuages isolés d'hydrogène neutre et de l'allure de leur mouvement par rapport au centre de la Galaxie.

Si les nuages d'hydrogène se déplacent autour du centre de la Galaxie et le radiotélescope est orienté vers ce centre, la vitesse radiale des nuages $v_r = 0$ et l'élargissement de la raie 21 cm est déterminée exclusivement par les mouvements thermiques des atomes. La formule (9.23) a permis d'établir que dans la Galaxie la température de l'hydrogène neutre est proche de 100 K. Dans ces conditions une partie importante de l'hydrogène se trouve à l'état moléculaire.

Dans l'ensemble, les observations radioastronomiques de l'hydrogène neutre amènent à conclure que sa partie dominante est concentrée près du plan galactique et forme un disque de 15 kpc de rayon et d'une épaisseur dans la région du Soleil d'environ 0,5 kpc. Ce disque se décompose en plusieurs arcs nommés d'après l'usage *bras spiraux* auxquels on donne le nom des constellations où ces bras sont observés. Nous sommes loin de connaître toutes les dimensions et forme des bras spiraux, mais seulement ceux de leurs tronçons qui se situent du même côté du centre galactique que le Système solaire (fig. 184). Le rayon du bras le plus proche du centre de la Galaxie, composé d'hydrogène ionisé est égal à 3 kpc; il porte donc le nom de bras à trois kiloparsecs et se dilate à la vitesse de 50 km/s. Il est suivi à la distance de 6 ou 7 kpc du centre par un deuxième bras plus puissant composé d'hydrogène neutre et d'une multitude d'étoiles chaudes des classes spectrales O et B; ce bras porte le nom de Sagittaire. Le bras suivant d'hydrogène neutre et d'étoiles chaudes blanches bleuâtres d'une largeur de 2 à 3 kpc s'appelle bras d'Orion. Au bord de ce bras à la distance de 10 kpc du centre de la Galaxie et à 25 pc au Nord du plan galactique se trouve le Soleil avec le système de corps qui tournent autour de lui. Enfin, le dernier bras considéré comme la frontière de la Galaxie s'étend jusqu'à 15 kpc de son centre et s'appelle bras de Persée.

Dans les bras d'hydrogène stellaire au voisinage des étoiles chaudes il existe des régions H II d'hydrogène ionisé. Ces mêmes bras concentrent le volume essentiel de la matière sous la forme de poussière et de nuages de gaz et de poussière. Les étoiles appartenant aux bras forment dans le ciel la Voie Lactée. La grande majorité des étoiles des classes spectrales plus avancées se situent hors des bras

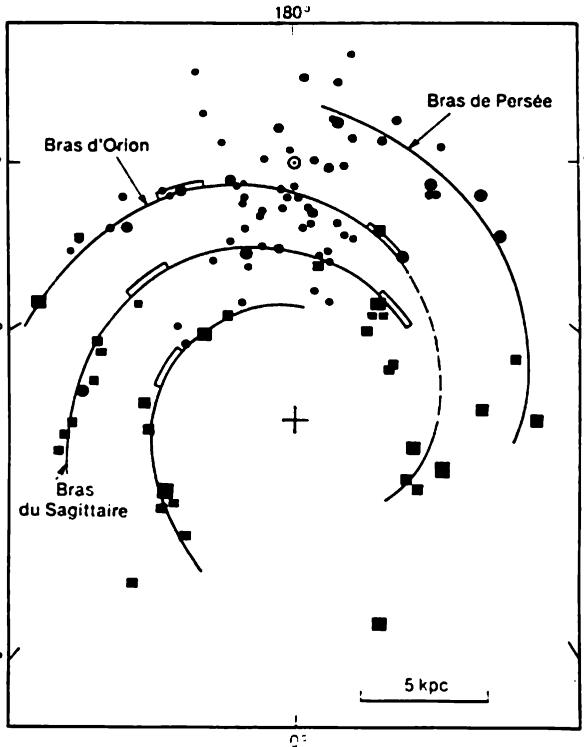


Fig. 184. Structure spirale de la Galaxie suivant la distribution de l'hydrogène. Petits ronds, observations optiques; carrés, observations radio des régions H II; rectangles, rayonnement radio de l'hydrogène neutre sur $\lambda = 21$ cm; ⊙, symbole du Soleil; ⊕, centre de la Galaxie

spiraux et se répartissent à peu près uniformément suivant tout le volume de la Galaxie.

La zone la plus brillante de la Voie Lactée se trouve dans le Sagittaire près de sa frontière avec le Scorpion. Ici l'abondance accrue des étoiles forme le *Grand Nuage stellaire* du Sagittaire. Ce nuage stellaire est la partie visible de la condensation centrale de la Galaxie, le reste étant dissimulé par une couche de poussière sombre si puissante que l'absorption visuelle y atteint 25^m. Les observations dans les gammes infrarouge et radio ont établi que les dimensions angulaires de la condensation centrale sont $28 \times 18°$; ses dimensions linéaires sont donc proches de $4{,}8 \times 3{,}1$ kpc. La condensation centrale se compose surtout de géantes rouges et naines des classes spectrales avancées. On y a découvert également des courants de gaz dense qui se dilate à la vitesse de 200 km/s, ce qui témoigne de l'activité du noyau galactique de forme ellipsoïdale, qui se trouve à l'intérieur

de la condensation centrale. Ses dimensions: 15 × 30 pc. Le noyau est entouré par un disque de gaz de 1600 pc de diamètre; au milieu de ce disque on perçoit une condensation de 1 pc de diamètre appelée *graine* ou *cœur*. Au centre même du cœur se trouve un objet stelloïforme, radiosource puissante connue sous le nom de Sagittaire A. Telle est la structure complexe du noyau galactique. dont la nature n'est pas encore élucidée définitivement.

La projection de notre Galaxie sur le plan galactique a une structure spirale (fig. 184) d'environ 30 kpc de diamètre. Dans la direction perpendiculaire (dans le plan méridional) ses dimensions sont proches de 20 kpc. Le nombre total de bras spiraux issus de la condensation centrale de la Galaxie n'est pas encore connu, mais d'après les évaluations on en compte deux ou quatre.

§ 154. Populations stellaires et sous-systèmes de la Galaxie

Dans le voisinage du Soleil les vitesses radiales de la plupart des étoiles ne dépassent pas 30 km/s. Il y a à peu près 60 ans on a découvert plusieurs centaines de naines qui se déplacent à la rencontre du Soleil à la vitesse de 70 km/s. On a émis l'hypothèse que ces « émissaires » ont pénétré dans la Galaxie de l'extérieur et animés d'une vitesse aussi grande doivent la quitter. Les explorations ultérieures ont rendu clair que les étoiles « émissaires » se déplaçent le plus lentement: le Soleil et les autres étoiles qui leur sont proches les devancent dans leur mouvement autour du centre de la Galaxie. Dans les années quarante on a effectué une analyse comparative des diagrammes spectre-luminosité des étoiles normales de l'environnement du Soleil et des « émissaires ». Pour les premières le diagramme obtenu était typique des amas galactiques. Celui des « émissaires » s'est avéré identique au diagramme des amas globulaires. C'était un témoignage de la différence notable entre les caractéristiques physiques des étoiles. On a donc divisé la population stellaire de la Galaxie en deux types. Dans celui de la population I on a rangé les étoiles des bras spiraux de la Galaxie. à l'exception des « émissaires », les étoiles des amas stellaires diffus, les céphéides à longue période. Les étoiles chaudes des classes spectrales précoces étaient considérées comme des représentants importants de la population I. A la population II on a rapporté les étoiles des amas globulaires, les « émissaires », les étoiles du noyau de la Galaxie. Dans ce type de population les supergéantes rouges sont particulièrement marquantes.

L'étude de la distribution spatiale des étoiles variables de divers types a abouti à la conclusion que dans la Galaxie on peut dégager les sous-systèmes *aplati*, *intermédiaire* et *sphérique*, qui se distinguent par le degré de concentration des étoiles vers le plan de la Galaxie.

La distribution spatiale des étoiles de divers types dans la Galaxie a été soumise à l'analyse par B. Koukarkine. Il a rapporté au

sous-système aplati ou à la composante aplatie de la Galaxie les céphéides à longue période, les étoiles des classes spectrales précoces (O et B), les amas ouverts, les nébuleuses de poussière sombres et les supernovae. Les novae et les nébuleuses planétaires, les variables régulières et semi-régulières des classes spectrales avancées, les naines blanches et les variables à longue période constituent d'après Koukarkine le système intermédiaire. Le sous-système sphérique de

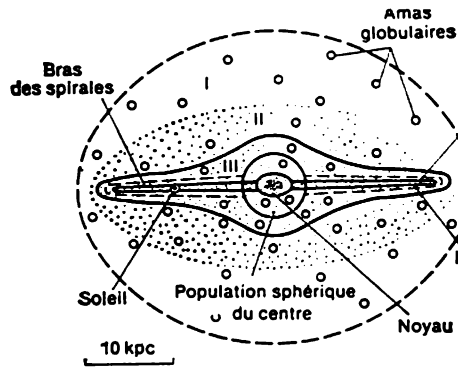


Fig. 185. Sous-systèmes de la Galaxie (vue dans le plan méridional)

la Galaxie se compose d'amas globulaires, de sous-naines brillantes, de variables intrinsèques du type RR Lyre et W Vierge (voir fig. 163).

Les étoiles de différentes composantes (sous-systèmes) peuvent se distinguer également d'après leur vitesse. En moyenne, la composante de la vitesse perpendiculaire au plan de la Galaxie est sensiblement plus élevée pour les étoiles du sous-système sphérique que pour celles du sous-système aplati.

L'analyse de la composition chimique des atmosphères stellaires a conduit à la conclusion que les étoiles de la population I, qui peuvent être identifiées aux étoiles du sous-système aplati, contiennent à peu près cent fois plus de métaux que les étoiles de la population II (sous-système sphérique).

Aujourd'hui il est d'usage de diviser la Galaxie non pas en trois mais en cinq sous-systèmes (fig. 185) : le sous-système sphérique I étant composé d'amas globulaires, de sous-naines brillantes et de variables du type RR Lyre. Le *sous-système sphérique intermédiaire* (II) comporte les étoiles des classes spectrales F à M à grandes vitesses, les variables à longue période et certaines autres étoiles. Dans le *sous-système intermédiaire* « disque » (III) on range la majorité des étoiles de la série principale, y compris le Soleil, les novae, les nébuleuses planétaires, les géantes rouges. Le *vieux sous-système* aplati

(IV) comprend les étoiles de la classe spectrale A. Le *sous-système aplati jeune* (V) se compose d'étoiles chaudes des classes O et B, des étoiles du type T Taureau, etc.

§ 155. Champs magnétiques et rayons cosmiques dans la Galaxie

Dès la découverte de la polarisation interstellaire de la lumière en 1949 (§ 147) on est venu à conclure que dans l'espace interstellaire existent des champs magnétiques d'une intensité de 10^{-5} Œ. Ce sont eux précisément qui sont responsables de la même orientation des grains de poussière. D'après la théorie, chaque grain de poussière tourne rapidement autour de son petit axe tout en restant enfilé d'une certaine façon sur la ligne de force magnétique. L'étude de la polarisation de la lumière stellaire est devenue une source importante d'information sur la géométrie des champs magnétiques spatiaux. Ainsi, il a été établi que dans la Galaxie il existe un *champ magnétique* parallèle au plan de la Voie Lactée et dirigé le long de ses bras spiraux.

L'existence d'un champ magnétique ordonné de grande échelle est suggérée par la forme étendue observée des nébuleuses luminescentes. Comme l'a prouvé l'astronome soviétique G. Chaïn, le champ magnétique de la Galaxie entrave la dilatation du plasma des nébuleuses luminescentes à travers le champ, sans opposer d'obstacle à son expansion longitudinale et à l'extension le long du champ magnétique.

Près de la Terre on observe des particules chargées d'énergies très élevées qui viennent jusque-là de l'espace cosmique. Ces particules ont reçu le nom de *rayons cosmiques*. Les rayons cosmiques arrivent sur la Terre de toutes les directions à peu près en mêmes quantités, ce qui indique que leur distribution dans l'espace est isotrope. D'après une hypothèse toute la Galaxie est remplie de rayons cosmiques.

En 1949 on a établi la composition des rayons cosmiques au-delà de l'atmosphère terrestre et évalué la densité de leur énergie, qui s'est avérée à peu près égale à celle de l'énergie émise par les étoiles. La majeure partie de l'énergie des rayons cosmiques revient à la composante protonique. La composante électronique ne possède qu'une centième de l'énergie, alors que les autres composantes, les noyaux des éléments chimiques plus lourds, encore moins. D'après les données d'observation la distribution des rayons cosmiques suivant les énergies est de la forme: $N(E) \backsim E^{-2,6}$.

Une autre preuve de l'existence du champ magnétique et en même temps des rayons cosmiques dans la Galaxie est son rayonnement radio. En 1952 I. Chklovski a établi que le rayonnement de la Galaxie observé comporte deux composantes dont les spectres sont sensiblement différents. L'intensité de la première d'entre elles, de la com-

posante aplatie, est maximale dans le plan de la Voie Lactée. La température de brillance du rayonnement radio de la composante aplatie est à peu près constante et égale à 10 000 K, ce qui ressemble aux caractéristiques spectrales du rayonnement du gaz raréfié porté à cette température. Le gaz interstellaire se concentrant également vers le plan de la Voie Lactée, la composante aplatie du rayonnement radio est expliquée par le rayonnement de freinage thermique (voir § 86) des nuages ionisés (régions H II) du milieu du gaz interstellaire, chauffés jusqu'à la température de 10 000 K.

L'intensité du rayonnement radio de la deuxième composante sphérique à distribution plus régulière dans le ciel, croît avec la longueur d'onde, ce qui témoigne de sa nature non thermique. En particulier, avec $\lambda = 10$ m elle correspond à la température de brillance de 100 000 K. La nature du rayonnement radio de la composante sphérique s'explique bien par le rayonnement synchrotron des électrons relativistes d'énergies supérieures à 10^8 eV dans le champ magnétique d'intensité de 10^{-5} Œ répartis suivant les énergies conformément à la loi $N(E) \sim E^{-2,6}$, qui coïncide avec l'allure de la distribution des rayons cosmiques au voisinage de la Terre.

Les idées sur l'allure de la distribution des protons des rayons cosmiques permettent d'envisager la distribution du rayonnement gamma. Cette possibilité est fondée sur le fait que les collisions du proton relativiste avec les noyaux des atomes du milieu interstellaire (surtout avec les noyaux des atomes d'hydrogène) produisent des mésons π^0, particules instables qui se décomposent en deux quanta gamma. Les énergies des quanta gamma ainsi formés reposent dans la plage de 68 MeV et plus élevée. Les observations de ce rayonnement gamma à partir des satellites ont montré qu'il se concentre vers le plan de la Voie Lactée, où s'accumule également le gaz interstellaire. L'intensité du rayonnement gamma observé peut s'expliquer en admettant que dans la Galaxie les protons des rayons cosmiques ont la même concentration qu'au voisinage de la Terre.

CHAPITRE XVI

ASTRONOMIE EXTRAGALACTIQUE

§ 156. Classification des galaxies

Le développement de l'astronomie extragalactique a débuté au fond dans les années 20. C'est à cette époque précisément qu'il a été établi que les objets appelés autrefois nébuleuses elliptiques et spirales se trouvent au-delà de notre Galaxie et sont des systèmes stellaires autonomes; d'après le nombre d'étoiles qui les composent ils

ne cèdent en rien à notre Galaxie. L'étude de la structure des galaxies et de leur distribution dans l'espace a une importance décisive pour l'intelligence des lois évolutives de toute la partie observable de l'Univers.

Le nombre de galaxies accessibles à l'observation aux plus grands télescopes modernes atteint plusieurs milliards. Pourtant rien qu'une

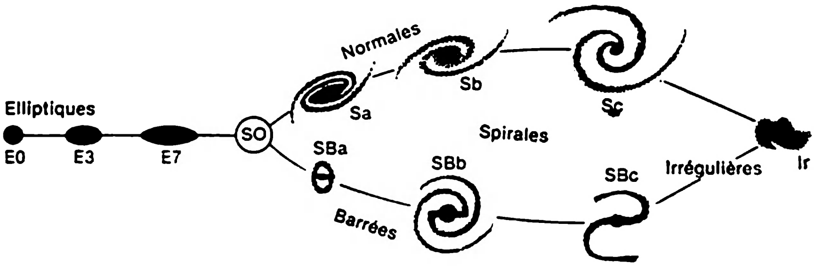


Fig. 186. Galaxies: classification de Hubble

faible partie d'entre elles figure dans les catalogues et a été soumise à une analyse détaillée ou statistique. Le *Catalogue morphologique des galaxies* (MCG) établi sous la direction de Vorontsov-Véliaminov est l'un des plus complets. Il renseigne sur 30 000 galaxies plus brillantes que $10^m.1$ reposant dans le ciel dans la zone en déclinaison de +90° à —33°.

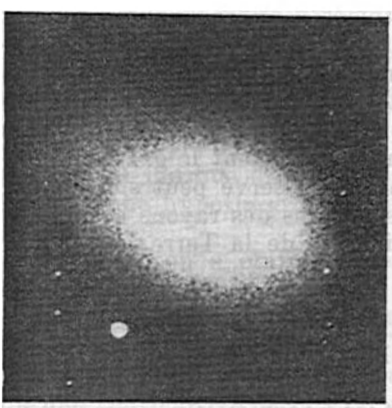


Fig. 187. Galaxie elliptique NGC 4621 du type E5

Malgré la variabilité exceptionnelle de l'aspect extérieur la majorité des galaxies peut être quand même réunie en quelques types principaux, dont chacun présente des sous-types isolés suivant les indices morphologiques plus détaillés.

La première tentative assez heureuse de classifier les galaxies d'après leur aspect extérieur a été entreprise en 1925 par E. Hubble (Etats-Unis) qui a proposé de les rapporter à l'un des trois types suivants (fig. 186): *elliptiques* (E), *spirales* (S) et *irrégulières* (Ir). Ce principe de classification se conserve en général de nos jours encore.

Aux galaxies elliptiques on rapporte celles qui ont la forme de cercle ou d'ellipse. Leur éclat décroît progressivement du centre à la périphérie. On n'y décèle aucune structure interne (fig. 187). Ce

groupe se subdivise en 8 sous-types de E0 à E7 en fonction de l'aplatissement apparent :

$$\varepsilon = 10\frac{a-b}{a}, \qquad (16.1)$$

où a et b sont les demi-grand et demi-petit axes de la galaxie.

Les galaxies spirales se composent de noyau et de plusieurs bras spiraux. Dans les spirales ordinaires ces bras sont issus directement du noyau. Dans les spirales *barrées* (notées SB) le noyau est coupé suivant le diamètre par une *barre* transversale. Les bras des spirales commencent aux extrémités de cette barre. Suivant leur développement les bras des galaxies S et SB se subdivisent en sous-classes Sa, Sb, Sc et Sd (respectivement SBa, SBb, SBc et SBd). La partie constitutive principale des galaxies Sa est le noyau, alors que les bras sont exprimés faiblement. Pour le type Sb les bras sont déjà plus développés et dans les types Sc et Sd presque toute la matière se concentre dans les bras, alors que le noyau est très petit. Ainsi, la *Nébuleuse d'Andromède* M31, un des systèmes stellaires les plus proches, est une galaxie spirale, alors que la galaxie NGC 1300 (fig. 188) est une spirale barrée. On présume que notre Galaxie ressemble à la Nébuleuse d'Andromède.

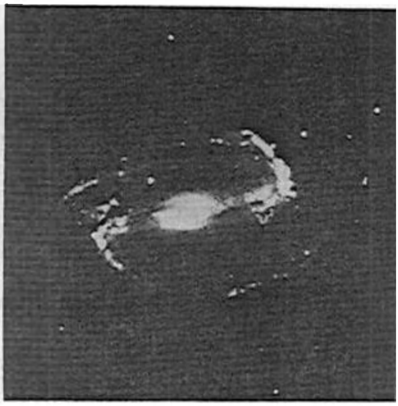


Fig. 188. Galaxie spirale barrée NGC 1300

Le type intermédiaire entre les galaxies elliptiques et les spirales est celui des galaxies *lenticulaires* (S0). Tout comme les galaxies du type E elles ne possèdent pas de structure définie, pourtant du centre vers la périphérie l'éclat change par sauts (par « gradins »). Dans ces galaxies on distingue le noyau, condensation très aplatie qui est la lentille et une auréole faible parfois annulaire.

Aux galaxies irrégulières on rapporte celles qui ne possèdent pas de noyau bien marqué et qui ne manifestent pas de symétrie rotationnelle.

Les exemples des galaxies irrégulières notées Ir sont fournis par le *Grand Nuage de Magellan* (GNM) et le *Petit Nuage de Magellan* (PNM), galaxies les plus proches de nous, visibles à l'œil nu dans l'hémisphère Sud du ciel près de la Voie Lactée.

On classe également parmi les galaxies irrégulières les galaxies *péculaires* dont la forme est parfaitement unique. Parmi ces dernières il y a des galaxies disques, annulaires, asymétriques et ce qu'on

appelle formes γ. Une classe spéciale se compose de galaxies en interaction (fig. 189); dans le catalogue MCG on en compte 1765. Généralement ce sont des galaxies doubles entre lesquelles s'étendent des barres claires, des « queues », etc.

Il existe également des galaxies *compactes* dont les dimensions sont celles des noyaux des spirales galactiques, ainsi que des objets

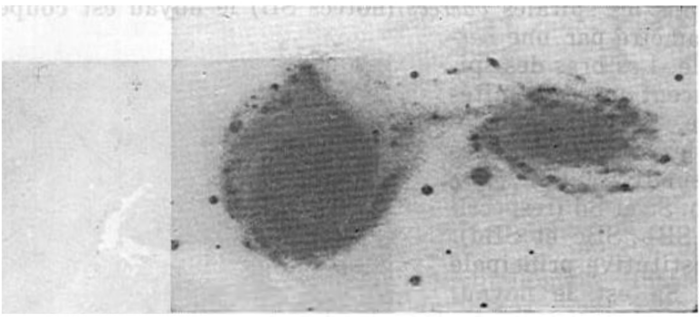


Fig. 189. Galaxies en interaction VV21 (négatif)

qui d'après leur aspect extérieur ne se distinguent pratiquement en rien des étoiles appartenant à la Galaxie. A peu près 25 % des galaxies étudiées se rapportent au type elliptique; 50 % forment des spirales, dont la moitié appartient au type SB; 20 %, des galaxies intermédiaires S0 et environ 5 % des galaxies du type Ir.

§ 157. Distances des galaxies

La question de la distance des galaxies est l'une des plus importantes dans l'astronomie. Une détermination inexacte de leur valeur amène des erreurs notables d'évaluation des masses et des luminosités, ainsi que d'autres caractéristiques. Pour les établir il existe actuellement plus de dix méthodes. Voici celles qui sont les plus sûres.

Méthode des céphéides. Les magnitudes photographiques absolues des céphéides de période supérieure à 40 jours étant $M_B \approx -6^m$, il est possible de les repérer dans les galaxies les plus proches. En déterminant la distance de ces céphéides (cf. § 140), on obtient par là même celle qui nous sépare de la galaxie où elles se trouvent.

Méthode des novae. Tout au cours de l'année dans chacune des galaxies les plus proches on peut enregistrer l'explosion de quelques dizaines de novae. L'étude de ces étoiles a conduit à la conclusion que leur luminosité au maximum d'éclat est d'autant plus grande, que la décroissance de l'éclat après le maximum est plus rapide. Si t_3 est le temps pendant lequel l'éclat de la nova diminue de 3^m

après avoir atteint l'éclat maximum, alors pour $t_3 < 12$ jours, $M_{max} \simeq -9^m$. Avec l'augmentation de t_3 la valeur M_{max} diminue respectivement. En connaissant la magnitude apparente de la nova au maximum d'éclat m_{max} et le temps t_3, il n'est déjà plus difficile d'évaluer $m_{max} - M_{max}$, et par suite, la distance de la galaxie. Cette méthode est considérée comme l'une des plus sûres. Ses erreurs sont dues aux difficultés que présente l'établissement de l'instant où l'éclat de la nova atteint le maximum.

Méthode des régions H II les plus brillantes. L'observation des galaxies proches a montré que les nuages de H II les plus brillants dont elles sont le siège ont à peu près les mêmes dimensions linéaires (environ 200 pc). La mesure de leurs dimensions angulaires dans les galaxies lointaines permet de déterminer la distance qui nous en sépare.

Les distances des galaxies sont déterminées également d'après leur aspect et les dimenisons angulaires, alors que celles qui nous séparent des galaxies éloignées, exclusivement d'après le déplacement vers le rouge dans leur spectre.

§ 158. Déplacement vers le rouge dans le spectre des galaxies

Les raies des spectres de toutes les galaxies connues, à l'exception de celles qui sont les plus proches, donnent lieu au phénomène qui porte le nom de *déplacement vers le rouge*. Il a été logique de supposer que cet effet est conditionné par le mouvement des galaxies à la vitesse v_r dans la direction à partir de l'observateur. La mesure du déplacement relatif des raies peut servir pour établir d'après la formule de Doppler la vitesse de la galaxie

$$V_r = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = zc, \tag{16.2}$$

où la vitesse de la lumière ou célérité $c = 3 \cdot 10^5$ km/s.

Lorsque les distances de plusieurs dizaines de galaxies ont été établies, Hubble a trouvé en 1929 que leurs vitesses de la fuite augmentent en raison directe de leur distance

$$v_r = Hr, \tag{16.3}$$

la distance r étant exprimée en mégaparsecs.

Le coefficient de proportionnalité H a reçu le nom de *constante de Hubble*. Dans ses travaux de 1929-1936 Hubble a donné quelques évaluations de ce paramètre, de $H = 500$ à $H = 560$ km/(s·Mpc). Par la suite la valeur de H a été précisée à de nombreuses reprises. Actuellement on admet que la valeur la plus probable de la constante de Hubble est $H = 50$ à 55 km/(s·Mpc).

Lorsque les observations des galaxies les plus proches ont permis d'établir la valeur numérique du paramètre H, on peut résoudre éga-

lement le problème inverse: en déterminant le déplacement vers le rouge z des galaxies, calculer leur distance:

$$r=\frac{c}{H}\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\frac{c}{H}z. \qquad (16.4)$$

En combinant les formules (12.2) et (16.4) on obtient aisément la relation suivante entre la magnitude apparente de la galaxie et son déplacement vers le rouge

$$m = [M - 5 - 5 \log H] + + 5 \log cz. \qquad (16.5)$$

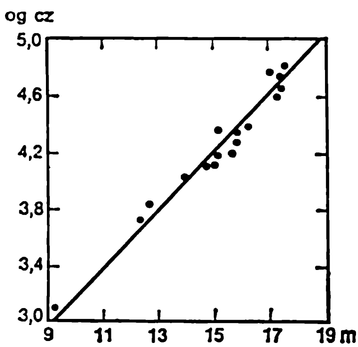


Fig. 190. Loi de Hubble

Ici M est la magnitude absolue de la galaxie. La représentation graphique de cette relation porte le nom de *loi de Hubble* (fig. 190).

A ce jour le déplacement vers le rouge est mesuré pour 1500 galaxies. Pour les objets les plus faibles le paramètre z correspond à la vitesse de leur fuite $v_r = 100\,000$ km/s.

Dans ce cas (pour $z \geqslant 0{,}1$) au lieu de la formule classique de Doppler il faut appliquer la formule qui se déduit de la Relativité restreinte

$$z=\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}}-1\,; \qquad (16.6)$$

on en tire pour $v \to c$ que la valeur du déplacement vers le rouge devient infiniment grande ($z \to \infty$). Si en particulier $\Delta\lambda = \lambda$ ($z = 1$), alors $v = 0{,}6\,c$, et pour $z = 2$, $v = 0{,}8\,c$.

§ 159. Propriétés physiques des galaxies

L'univers des galaxies est très varié et ceci concerne pas seulement leurs formes. Les galaxies du même type elles aussi peuvent se distinguer fortement par les dimensions, les masses, les luminosités et par d'autres caractéristiques physiques.

Les dimensions linéaires des galaxies sont déterminées d'après leur distance r connue et leurs dimensions angulaires. Mais la densité des étoiles décroissant progressivement du centre vers la périphérie, la plupart des galaxies ne possèdent pas de frontières bien nettes. C'est pourquoi leurs dimensions établies par observation dépendent sensiblement de la méthode qui a servi pour les obtenir. Ainsi, sur

les photographies réalisées avec une grande pose une galaxie apparaît bien plus grande que lorsque la pose est petite, elle apparaît encore plus grande dans les observations aux électrophotomètres. Les télescopes modernes permettent de photographier les étoiles de grandes spirales et galaxies elliptiques à des distances de 20 kpc à partir du centre. D'après leurs dimensions réelles les galaxies de même type peuvent être des dizaines de fois différentes.

La rotation des galaxies est établie en comparant le déplacement des raies spectrales enregistré pour leurs diverses parties, ou d'après l'élargissement des raies. En particulier, dans une spirale observée par l'arête la rotation fait qu'une partie du disque s'approche de l'observateur, alors que l'autre s'en éloigne. Si on établit la fente du spectrographe dans le sens du grand axe de la galaxie, les raies du spectre s'inclineront vers son axe en restant rectilignes, ce qui témoigne d'une relation linéaire entre la vitesse de rotation et la distance au centre, d'où l'on tire que le noyau galactique tourne comme un corps solide. L'allure de la rotation des régions périphériques des spirales est établie par l'observation des régions H II. Il s'est avéré qu'à partir d'une certaine distance du centre, les vitesses linéaires et angulaires de la révolution des étoiles diminuent et chaque étoile se déplace presque conformément à la troisième loi de Kepler. Les périodes de rotation des galaxies sont comprises entre 50 et 500 millions d'années. Les galaxies des types S0 et Sa tournent le plus vite, et celles du type Sc et irrégulières sont les plus lentes.

A la différence des spirales et des galaxies irrégulières il n'existait pas jusqu'à ces derniers temps de données sûres sur la rotation des galaxies elliptiques. La largeur des raies dans leur spectre suggère de grandes vitesses chaotiques de leurs étoiles.

Les masses des spirales sont évaluées d'après les vitesses linéaires v de la révolution des étoiles dans les parties les plus extérieures des galaxies. Mais pour ce faire on admet que toute la masse de la galaxie est concentrée en son centre et comme l'accélération gravitationnelle des étoiles périphériques $g = \frac{v^2}{R} = \frac{G\mathfrak{M}}{R^2}$, où R est le rayon de la galaxie, sa masse

$$\mathfrak{M} = \frac{Rv^2}{G}. \qquad (16.7)$$

Pour les galaxies elliptiques il est impossible de déterminer la masse de cette façon du fait qu'on ne possède pas de données sûres sur leur rotation. Elle peut être évaluée d'après la vitesse chaotique moyenne des étoiles $\bar{v}$ qui est établie d'après la largeur dopplérienne des raies du spectre galactique. A cet effet on s'inspire du fait que l'énergie cinétique totale des étoiles de la galaxie doit être inférieure à leur énergie potentielle. S'il n'en était pas ainsi, elles quitteraient la galaxie. Une théorie rigoureuse établit la relation entre la masse

de la galaxie et $\bar{v}$ sous la forme

$$\mathfrak{M} = \frac{R\bar{v}^2}{G}. \tag{16.8}$$

La masse des plus grandes galaxies elliptiques atteint la valeur de $10^{13}\,\mathfrak{M}_\odot$. La masse des galaxies naines ne dépasse pas $10^8\mathfrak{M}_\odot$. Pour les spirales la masse varie de 10^{10} à $10^{12}\,\mathfrak{M}_\odot$, et pour les galaxies irrégulières, de 10^8 à $10^{10}\mathfrak{M}_\odot$.

La gamme des luminosités des galaxies, surtout des elliptiques, s'est avérée très large. En particulier, les magnitudes absolues des galaxies elliptiques les plus brillantes $M = -24^m$ ($L \simeq 3 \cdot 10^{11}\,L_\odot$); pour les galaxies elliptiques naines $M = -8^m$ ($L = 10^5\,L_\odot$). Les magnitudes absolues des spirales s'échelonnent de $M = -14^m$ à $M = -18^m$.

Une caractéristique importante des galaxies est le quotient de la masse par la luminosité $\mathfrak{M}/L$ ($\mathfrak{M}$ et L sont alors exprimées en unités de masse et de luminosité du Soleil). On peut en tirer la conclusion sur les populations stellaires de la galaxie. Si la galaxie se composait d'étoiles analogues au Soleil, elle vérifierait l'égalité $\frac{\mathfrak{M}}{L} = 1$. En réalité la valeur de ce rapport varie de quelques unités à une centaine. Par exemple, la masse de la Nébuleuse d'Andromède (M31) $\mathfrak{M} = 300 \cdot 10^9\mathfrak{M}_\odot$; $\mathfrak{M}/L = 30$; la masse du Grand Nuage de Magellan (type Ir): $6 \cdot 10^9\,\mathfrak{M}_\odot$ et $\mathfrak{M}/L \approx 4$. En général, pour les spirales et les galaxies irrégulières $\mathfrak{M}/L$ reste inférieur à celui des galaxies elliptiques. Ces différences traduisent le fait que la composition stellaire de ces galaxies est différente. Les galaxies elliptiques ne comptent pas de géantes et supergéantes chaudes. Elles se composent surtout de naines jaunes et rouges des classes spectrales K et M. Les spirales et les galaxies irrégulières comportent de très nombreuses géantes et supergéantes chaudes des classes O et B.

Le spectre d'une galaxie étant produit par le rayonnement des étoiles et du gaz qui en font partie, il rend possible également de se faire une idée sur la composition stellaire. Généralement, le spectre des galaxies irrégulières rappelle celui des étoiles des classes spectrales A et F, le spectre des galaxies spirales, F et G, le spectre des galaxies elliptiques, G et K. Il est donc clair que dans les spirales et les galaxies irrégulières il y a relativement plus d'étoiles des classes spectrales précoces. Les galaxies elliptiques se composent des étoiles des classes avancées identiques aux étoiles du sous-système sphérique de notre Galaxie.

§ 160. Noyaux galactiques et leur activité

Les régions centrales des galaxies qui contiennent une part négligeable de masse de l'ensemble du système stellaire ont reçu le nom de noyaux. Leurs faibles dimensions font que même pour des gala-

xies voisines (à l'exception de la Nébuleuse d'Andromède) les noyaux ne se résolvent pas en étoiles. C'est ce qui fait que leur étude présente une tâche assez ardue. Le spectre optique témoigne que la composition stellaire d'un noyau galactique s'apparente à celle d'un sous-système sphérique de la Galaxie. Le spectre des noyaux comporte en plus des raies d'absorption caractéristiques des étoiles, des raies d'émission du rayonnement du gaz chaud.

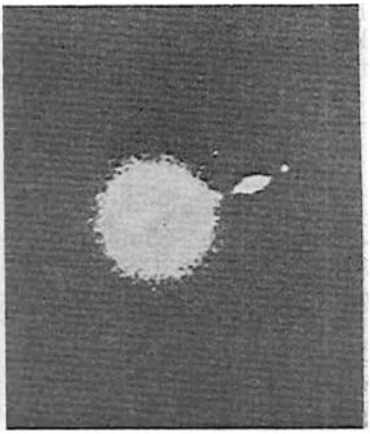


Fig. 191. Galaxie M 87 dans la constellation de la Vierge. On voit une éjection de matière

L'information la plus intéressante est fournie par l'observation des galaxies dont les noyaux sont le siège de puissants processus actifs. Ces galaxies sont dites actives. Les indices typiques d'une telle activité ont le caractère non thermique du rayonnement, dont la distribution suivant la fréquence est décrite par la relation de la forme $I(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$; l'excès de rayonnement dans la gamme ultraviolette du spectre; la présence dans le spectre des parties centrales des galaxies de larges raies d'émission qui correspondent aux degrés d'excitation élevés des atomes rayonnants et qui témoignent des mouvements désordonnés de la matière à des vitesses de 500 à 4000 km/s; la présence dans les noyaux des radiosources compactes variables souvent à structure double; des éjections à partir des noyaux sous la forme de jets et de filaments de gaz et des particules relativistes, dont la masse totale est évaluée parfois à 10^6 ou $10^7 \mathfrak{M}_\odot$, et l'énergie cinétique à 10^{49} J. La période de l'activité des noyaux est de l'ordre de 10^6 d'années.

La présence dans les galaxies actives de plusieurs éjections spatialement séparées témoigne de la répétition de l'activité des noyaux suivant des périodes de 10^8 ans.

Les indices d'activité peuvent être manifestés par les spirales aussi bien que par les galaxies elliptiques. Aux premières on rapporte les *galaxies de Seyfert*. Les diamètres de leurs noyaux ne dépassent pas parfois 10 pc, et les dimensions des régions de forte émission sont encore deux ou trois fois plus petites. Les galaxies de Seyfert sont caractérisées par un rayonnement renforcé dans l'infrarouge.

Parmi les galaxies elliptiques se dégage par l'échelle de son activité l'objet M 87, galaxie du type E0 dans la Vierge. Au voisinage de son noyau on observe une éjection brillante composée de plusieurs

caillots (fig. 191). La masse de la matière de l'éjection est de $10^7\mathfrak{M}_\odot$, la vitesse du gaz qui la compose est de 3000 km/s, l'énergie d'éjection 10^{55} J. Dans la direction opposée s'étend une contréjection moins perceptible. La galaxie M 87 est une radiosource puissante.

Parmi les objets actifs il y a également les *galaxies de Marcarian* (on en connaît 600), étudiées par l'astronome soviétique B. Marcarian. Elles sont caractérisées par un fort excès ultraviolet. On suppose que leur couleur bleue anomale est due aux processus impétueux de formation des étoiles.

Le problème de l'activité des noyaux galactiques reste pour le moment irrésolu.

§ 161. Radiogalaxies et quasars

Pendant les 35 dernières années on a repéré près de 10 000 *radiosources discrètes.* On en a composé des catalogues, dont le *Troisième Catalogue de Cambridge* (abbréviation 3C) est largement connu.

L'analyse montre que certaines des radiosources discrètes appartiennent à la Galaxie, dans plusieurs cas ce sont les vestiges des sursauts des supernovae (par exemple, Taureau A dans la Nébuleuse du Crabe). Les galaxies sont aussi des sources de rayonnement radio. Mais dans la plupart des cas leur émission dans le domaine radio ne fait que 10^{-6} de la luminosité de la galaxie dans le domaine optique du spectre. Le rayonnement de nombreuses galaxies est thermique, et son intensité dépend notablement du type galactique. Il s'est avéré que les radiosources les plus faibles sont les spirales et les galaxies irrégulières: leur puissance dans la gamme décimétrique n'est que de 10^{32} W; dans cette même gamme le rayonnement radio des galaxies elliptiques est cent fois plus fort. Les objets dont la puissance de rayonnement dans la gamme radio est de même ordre ou plus grande que sur les fréquences optiques s'appellent radiogalaxies. On en connaît quelques centaines. La radiogalaxie la plus proche est la radiosource Cygne A qui est identifiée à la galaxie composée de deux noyaux et d'une enveloppe étendue (halo). Le déplacement vers le rouge de cette galaxie $z = 0{,}056$, ce qui pour $H = 50$ km/(s·Mpc) correspond à la distance de 330 Mpc. L'une des plus éloignées est la radiogalaxie 3C 295 pour laquelle $z = 0{,}46$ et sa distance est d'environ 2500 Mpc. La puissance de son rayonnement dans la gamme radio est de 10^{39} W.

On rapporte aux radiogalaxies de puissance modérée Vierge A identifiée à la galaxie elliptique géante M87, et Centaure A qui sur les photographies se présente comme une galaxie coupée par une bande massive de matière absorbante (fig. 192).

Les radiogalaxies se distinguent par leur rayonnement synchrotron des électrons relativistes dans les champs magnétiques (voir

§ 91). De nombreuses radiogalaxies doubles ou multiples, régions émettant dans la gamme radio, reposent des deux côtés de l'objet visible, parfois à des distances mesurées par des dizaines et même des centaines de milliers d'années de lumière. En particulier la radiosource Centaure A possède quatre régions émettrices des ondes radio, deux de chaque côté de la bande sombre : elles forment une rangée presque perpendiculaire à cette bande.



Fig. 192. Galaxie NGC 5128 source puissante de rayonnement radio Centaure A

Probablement les radiosources sont des nuages de plasma relativiste éjectés du noyau de la galaxie. Pourtant la question du mécanisme de l'accélération dans ces nuages des particules jusqu'à des vitesses proches de celle de la lumière pour le moment n'a pas de réponse.

Des sources encore plus puissantes du rayonnement radio sont les *quasars* (quasi stellar astronomical radio-source). Leur étude a débuté en 1960, lorsqu'on est parvenu à identifier la radiosource ponctuelle 3C 48 (dans le Triangle) avec l'objet quasi stellaire de 16^m. Trois ans plus tard une autre radiosource 3C 273 (dans la Vierge) a été identifiée avec une étoile de 13^m. Un certain temps il était impossible de comprendre ce qu'étaient les spectres de ces objets, du fait que premièrement, ils ne ressemblaient en rien l'un sur l'autre, et deuxièmement, leurs raies d'émission intenses ne correspondaient à aucun des éléments chimiques connus. La situation ne s'est clarifiée que lorsqu'on a établi que dans le spectre de 3C 273 les raies sont déplacées vers le rouge de la valeur $z = 0,16$. Le déplacement vers le rouge de l'objet 3C 48 s'est avéré égal à $z = 0,37$. Dès lors il devient possible de déterminer la distance de ces objets et leur luminosité.

Actuellement on connaît quelques centaines de quasars ; pour l'un d'eux, le quasar OQ 172, objet des plus éloignés, $z = 3,53$. Leurs luminosités valent de 10^{40} à 10^{41} W, ce qui est de 100 à 1000 fois supérieur à la puissance de la plus grande galaxie comptant des centaines de milliards d'étoiles. L'analyse des spectres des quasars montre que d'après la composition chimique leurs atmosphères se distinguent peu des atmosphères des étoiles normales. Cependant, la distribution de l'intensité du rayonnement dans le spectre continu du quasar et la polarisation importante du rayonnement indiquent

que la plus grande partie de cette énergie est générée par un mécanisme synchrotron.

Une particularité importante des quasars est l'excès notable de rayonnement dans l'infrarouge et l'ultraviolet, ainsi que la variabilité de l'éclat de durées caractéristiques de l'ordre d'une année, et pour certains objets même de quelques jours. Près de certains quasars on discerne des jets géants de matière, ce qui les assimile aux radiogalaxies et aux galaxies de Seyfert.

En 1965 on a découvert des *quagals* ou galaxies quasi stellaires. D'après leurs caractéristiques ces objets sont analogues aux quasars, mais n'émettent pas de rayonnement radio perceptible. On suppose que les quasars et les quagals sont une étape non durable dans l'existence des galaxies.

§ 162. Distribution spatiale des galaxies

Pour l'étude de la répartition des galaxies dans l'espace tout comme des étoiles dans la Galaxie on utilise la fonction de luminosité $N(m)$ qui détermine le nombre d'objets dans le secteur donné du ciel, dont la magnitude apparente est inférieure ou égale à m. Si la distribution des galaxies était régulière, elle devrait vérifier le théorème de Zeeligher (§ 146):

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} \approx 4. \tag{16.9}$$

C'est à Hubble qu'on doit la première analyse de ce problème. En 1934 il a calculé d'après les photographies obtenues à l'aide du reflecteur de 2,5 mètres d'ouverture le nombre de galaxies jusqu'à 20^m de 1283 aires peu grandes réparties uniformément dans la sphère céleste. Hubble a trouvé qu'un degré carré du ciel comporte en moyenne 131 galaxies de magnitude allant jusqu'à 20^m. La surface d'une sphère compte 41 253 degrés carrés. Ainsi, le nombre total de galaxies de magnitude allant jusqu'à 20^m doit être pour toute la sphère céleste de $5{,}4\cdot10^6$.

Au plus grand télescope du monde de 6 mètres d'ouverture sont accessibles les galaxies jusqu'à 24^m. On tire de (16.9) que $N(m+n) \simeq$ $\simeq 4^n N(m)$, de sorte que $N(24) \simeq 4^4 \cdot N(20)$, c'est-à-dire environ $1{,}4\cdot10^9$.

Hubble a établi que le théorème de Zeeligher est observé pour toutes les directions retenues. On en tire qu'en moyenne la distribution des galaxies dans l'espace est non seulement homogène, mais encore isotrope, c'est-à-dire elle est la même dans toutes les directions.

Une analyse détaillée a montré qu'à une échelle inférieure à 40 Mpc les galaxies forment des groupes et des amas. Ainsi, notre Galaxie, la Nébuleuse d'Andromède (M31), la Nébuleuse du Triangle (M33), le Grand et le Petit Nuages de Magellan et encore quelques

systèmes stellaires plus petits appartiennent au Groupe Local qui compte 35 galaxies. Chaque grande galaxie possède plusieurs satellites. Ceux de la nôtre sont le Grand et le Petit Nuages de Magellan et huit galaxies naines. La galaxie M 31 possède quatre satellites qui sont des galaxies naines.

Jusqu'à nos jours on a repéré à peu près 4000 amas de galaxies qui comptent des centaines et des milliers de systèmes stellaires. Le diamètre moyen d'un tel amas est proche de 8 Mpc. L'un des plus grands est l'amas de la Chevelure de Bérénice. Il se trouve à 70 Mpc de nous et couvre dans le ciel un secteur de presque 12° de diamètre. Cet amas compte 40 000 galaxies. Il arrive souvent que dans une région du ciel égale à la surface de la cruche de la Grande Ourse se trouvent plus de 100 amas de galaxies comptant chacun jusqu'à 100 000 membres.

La distance de l'amas de galaxies le plus proche dans la Vierge est de 12 Mpc. On y dégage particulièrement sept galaxies elliptiques géantes, y compris la radiogalaxie Vierge A, et dix spirales géantes. Il n'est pas exclu que cet amas est la condensation centrale du superamas des galaxies dont fait partie notre Galaxie elle-même. D'après les évaluations le diamètre de ce superamas est à peu près de 40 Mpc. Actuellement on a déjà décelé près de 50 superamas analogues, dont chacun se compose de plusieurs dizaines de grands amas de galaxies.

PARTIE VI

PROBLÈMES DE COSMOLOGIE ET DE COSMOGONIE

CHAPITRE XVII

ÉLÉMENTS DE COSMOLOGIE

§ 163. Problèmes de la cosmologie

La *cosmologie* est la science de la structure de l'Univers dans son ensemble. Parmi les problèmes les plus importants qui l'intéressent il y a la structure géométrique de l'espace et du temps, l'évolution de l'Univers, la formation et le développement de ses différents objets, surtout des galaxies et de leurs amas. La cosmologie emprunte les renseignements empiriques aux données fournies par l'astronomie extragalactique, alors que ses fondements théoriques reposent sur les lois les plus générales de la physique.

Pour décrire l'Univers dans son ensemble il faut tenir compte des méthodes d'observation modernes rendant accessible une partie limitée de l'Univers nommée *Métagalaxie*. Ses dimensions ne dépassent pas 6000 Mpc. Par ailleurs, les échelles du temps dont il s'agit alors, sont négligeables par rapport aux échelles caractéristiques de l'évolution de l'Univers et des objets qui le constituent. Enfin, toutes les lois physiques connues concernent les valeurs modestes de densité, de température et d'autres grandeurs physiques, alors que la cosmologie théorique admet aux étapes définies de l'évolution de l'Univers l'existence des températures et des densités de la matière superélevées. Ainsi, la discussion de la structure et de l'évolution de l'Univers pose le problème sérieux de la légitimité d'une extrapolation de nos connaissances sur l'Univers tout entier.

Quelles sont donc les données d'observation les plus générales obtenues par l'astronomie extragalactique, qui sont à la base de la cosmologie ?

D'après les observations la distribution des amas et des superamas de galaxies dans la Métagalaxie est homogène et isotrope (§ 162). La cosmologie reporte ce fait d'observation sur l'Univers tout entier en le considérant homogène et isotrope. Cette hypothèse entraîne en particulier que le Soleil, et par suite le Système solaire et l'homme sur la Terre, n'ont rien de particulier dans l'Univers. Le fait d'observation suivant est la fuite des galaxies (voir § 158) que la cosmologie attribue à l'instabilité de l'Univers dans son ensemble.

La force déterminante dans la Métagalaxie étant celle de la gra-

vitation, et à l'échelle de la Métagalaxie il s'agit des masses énormes et du phénomène de la fuite des galaxies, dont les plus éloignées sont animées d'une vitesse proche de la vitesse de la lumière, la description de l'Univers dans son ensemble doit faire appel à la Relativité générale, *théorie relativiste de la gravitation* élaborée par Albert Einstein.

La Relativité générale impose des limites définies aux propriétés géométriques de l'espace qui ne peut déjà plus être considéré comme euclidien. D'après cette théorie le temps n'a pas le caractère absolu au sens de la mécanique newtonienne, alors que le mouvement et la distribution de la matière dans l'espace ne peuvent pas être envisagés séparément des propriétés géométriques de l'espace et du temps.

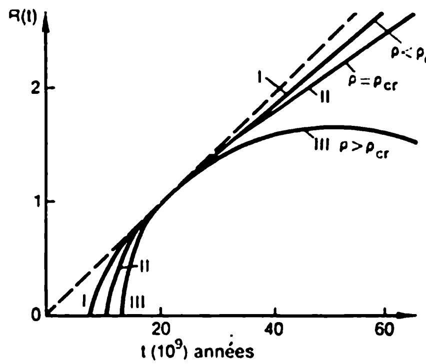


Fig. 193. Trois types de modèles cosmologiques

Pour la première fois dans le cadre de la Relativité générale le modèle cosmologique d'un Univers homogène et isotrope a été analysé par le mathématicien soviétique A. Friedman. Il a montré qu'un tel Univers ne doit pas être stationnaire, et par là même expliqué le fait observé de la fuite des galaxies. D'après son modèle, dans l'Univers à l'instant t la distance entre deux objets quelconques est déterminée par l'expression $r(t) = R(t) r_0$, où r_0 est la distance entre les objets à l'instant initial et $R(t)$, ce qu'on appelle le *facteur d'échelle*, dont la relation avec le temps détermine précisément l'allure de l'expansion de l'Univers. La vitesse à laquelle change la distance est déterminée par la loi de Hubble: $v(t) = \frac{1}{R}\frac{dR}{dt}\cdot r(t) = H(t)\cdot r(t)$. Dans ces conditions, suivant la valeur de la densité moyenne ρ de la matière dans l'Univers l'expansion peut se poursuivre indéfiniment dans le temps ou avec le temps être remplacée par la contraction. Cette relation est déterminée par la valeur de la densité critique

$$\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi G}. \qquad (17.1)$$

La figure 193 représente la variation du facteur d'échelle en fonction du temps et de la relation entre ρ et ρ_{cr}.

Si $\rho > \rho_{cr}$, l'expansion de l'Univers sera remplacée avec le temps par la contraction. Les propriétés géométriques de l'espace sont déterminées par la géométrie sphérique (géométrie de l'espace à courbure positive). Ce modèle a reçu le nom de *modèle fermé de l'Univers*.

Si $\rho = \rho_{cr}$, la géométrie de l'Univers est euclidienne (courbure de l'espace est nulle), l'expansion de l'Univers se poursuivra à l'infini.

Si $\rho < \rho_{cr}$, la géométrie de l'Univers est analogue à la géométrie sur l'aire de Lobatchevski (espace de courbure négative) et l'expansion n'est pas limitée dans le temps.

Le cas $\rho \leqslant \rho_{cr}$ a reçu le nom de *modèle ouvert de l'Univers.*

L'astronomie extragalactique donne les valeurs de la constante de Hubble $H = 50$ km/(s·Mpc), donc $\rho_{cr} \simeq 5 \cdot 10^{-30}$ g/cm³.

Le dénombrement des galaxies montre que la Métagalaxie en compte environ 10^{11}. Si on admet que la masse de chacune d'elles est la même que celle de notre Galaxie, pour la dimension de la Métagalaxie d'environ 6000 Mpc la densité moyenne de sa matière est de $5 \cdot 10^{-31}$ g/cm³. Cette valeur de la densité étant d'un ordre inférieure à la valeur critique, le modèle de l'Univers est décrit par la géométrie de l'espace de courbure négative et son expansion sera illimitée.

En évaluant la densité moyenne de la matière dans l'Univers on a tenu compte seulement de la masse de matière (rayonnante). Actuellement on discute sur la question de l'existence de la matière invisible difficile à détecter d'après son rayonnement. Il se peut que cette masse soit concentrée sous la forme d'étoiles peu massives de faible éclat ou sous la forme de neutrinos. La prise en compte de cette masse invisible augmentera la valeur de la densité moyenne de la matière dans l'Univers.

Indépendamment de la valeur exacte de la densité moyenne tous les modèles examinés de l'Univers homogène et isotrope sont caractérisés par l'état $R = 0$ qui a eu lieu dans le passé il y a t_0 années. En cet état dit *singulier* la densité de la matière était infinie. Ainsi, dans le cas de l'espace euclidien $t_0 \simeq 2/3H \simeq 13$ milliards d'années. Parfois t_0 s'appelle « *âge de l'Univers* » en entendant par là l'intervalle de temps jusqu'auquel nous pouvons encore extrapoler les lois physiques connues. En particulier, les densités étant immenses, à l'époque précoce de l'expansion de l'Univers, prédites par le modèle homogène isotrope de ce dernier, la Relativité générale devient simplement inapplicable et ne peut plus servir pour tirer des conclusions quelconques sur l'état du milieu matériel ; on ne peut dire rien de précis non seulement sur l'allure de l'expansion, mais aussi sur sa durée à cette époque.

§ 164. Modèle de l'« Univers chaud »

Les observations dans les différentes gammes de longueurs d'onde révèlent l'existence en plus des sources brillantes discrètes d'un grand nombre de sources faibles dans de nombreux cas pratiquement irrésolubles, dont le rayonnement fusionne sur un fond continu. Ce rayonnement émis par des sources extragalactiques faibles irrésolubles s'appelle *rayonnement de fond extragalactique.*

En plus de ce rayonnement de fond dont sont responsables les sources discrètes éloignées, les observations décèlent l'existence d'un rayonnement de fond extragalactique appelé rayonnement cosmologique ou du fond du ciel non lié au rayonnement de types connus des sources cosmiques. Sa gamme des longueurs d'onde varie de 60 cm à 0,6 mm.

Il se distingue par cette propriété très importante que la distribution de l'énergie dans son spectre ressemble à celle de l'énergie d'un corps noir porté à la température de 2,7 K. Ce rayonnement est associé aux propriétés de l'Univers en tant qu'un ensemble. Il caractérise l'état chaud de la matière dans l'Univers aux étapes précoces de son évolution. La densité de son énergie est égale à $4\cdot 10^{-13}$ erg/cm³, le maximum du rayonnement revenant à $\lambda_{max} = \frac{0,29}{T} = 1,1$ mm.

De nos jours les quanta du rayonnement cosmologique interagissent faiblement avec la matière du fait que la densité moyenne de celle-ci est faible tout comme l'énergie des quanta.

Dans le passé, aussi bien la densité de l'énergie du rayonnement $\rho_r \backsim \frac{1}{R^4(t)}$ que la densité de la matière $\rho \backsim \frac{1}{R^3(t)}$ étaient sensiblement plus élevées. Le maximum du rayonnement tombait sur des longueurs d'onde plus courtes ($\lambda_{max} \backsim R(t)$), et la température du rayonnement était plus élevée $\left(T \backsim \frac{1}{R(t)}\right)$. L'interaction du rayonnement et de la matière était très efficace et entre eux s'établissait un équilibre thermodynamique. La matière et le rayonnement avaient la même température très élevée, l'Univers était donc « chaud ». Ce qui a fait donner au modèle de l'Univers rempli de rayonnement le nom d'« Univers chaud ».

La théorie de l'Univers en expansion donne la relation $R(t)$ et la variation de la température et de la densité en cours d'expansion

$$T \simeq \frac{1,2\cdot 10^{10}}{\sqrt{t}} K; \quad \rho = \frac{4,5\cdot 10^5}{t^2} \text{ g/cm}^3. \qquad (17.2)$$

Ici t est exprimé en secondes.

Il convient de noter que la simple extrapolation des conditions physiques en arrière, à $t = 0$, montre qu'à l'instant $t = 10^{-6}$ s du début de l'état singulier la densité de la matière était supérieure à la densité nucléaire.

Les extrapolations de nos idées sur les processus physiques, l'espace-temps aux instants de temps plus précoces sont pour le moment prématurées. La résolution des problèmes qui se posent dans ce domaine appartient à l'avenir.

§ 165. Stades précoces de l'Univers en évolution

A partir de l'instant de 10^{-6} seconde on parvient à reconstituer la suite des changements dans les propriétés physiques de la matière avec l'expansion de l'Univers. D'après l'usage on considère que l'Univers a passé par quatre étapes suivantes: « ère hadronique », « ère leptonique », « ère radiative » et « ère de la matière » (fig. 194).

La première a duré jusqu'à $t \simeq 10^{-4}$ seconde. Elle se distingue surtout par la coexistence de la matière (protons et neutrons) et de l'antimatière (antiprotons, etc.), la quantité de particules dans une

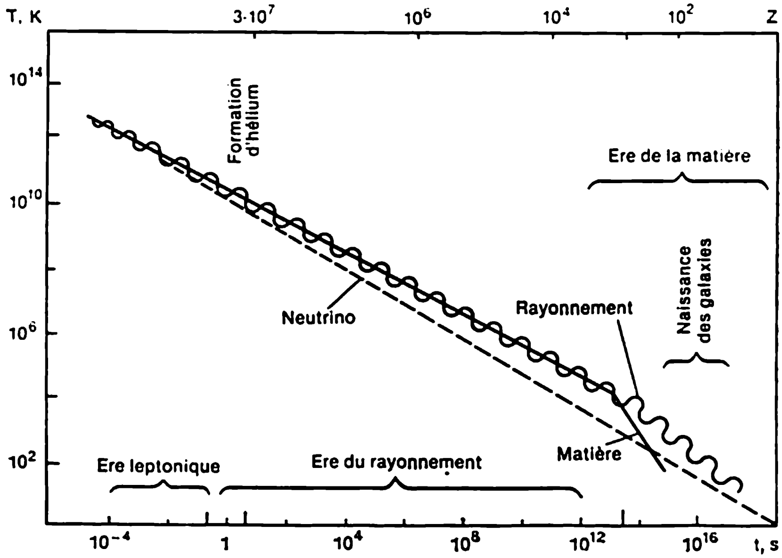


Fig. 194. Variation des paramètres principaux au cours de l'évolution du modèle de l'Univers

unité de volume étant de même ordre que celle des photons. L'apport principal à la gravitation était dû aux particules lourdes qu'étaient les hadrons. A la fin de cet intervalle de temps les particules lourdes annihilent avec les antiparticules et il ne reste qu'un petit excès de nucléons, qui par la suite détermine les propriétés de notre monde.

Ensuite, jusqu'à $t \simeq 10$ s, dure l'ère leptonique, lorsque la température diminue de 10^{12} à $5 \cdot 10^9$ K. Au début de la période la distribution de l'énergie entre les photons, les électrons et les positons, les muons, les neutrinos et les antineutrinos est uniforme. Les antineutrinos sont produits par les réactions d'annihilation des électrons et des positons d'après le schéma $e^+ + e^- \rightleftarrows \bar{\nu} + \nu$ (ν est le neu-

trino). Les réactions sont celles de transformation réciproque des protons en neutrons et inversement d'après le schéma $p + e^- \rightleftarrows$ $\rightleftarrows n + \bar{\nu}$; $p + \bar{\nu} \rightleftarrows n + e^+$. Avec la diminution de la température les processus de combinaison des protons et des neutrons et de la formation du deutérium ^2H, de tritium ^3H et des isotopes ^3He et ^4He deviennent plus efficaces. C'est à cette époque précisément que se forme la partie fondamentale d'hélium contenu dans les étoiles et les galaxies.

D'après les observations, dans l'Univers actuel la part de l'hélium est près de 30 %, de l'hydrogène près de 70 %, pour les autres éléments chimiques elle est inférieure à 1 % de la masse de la matière (voir § 90). Une telle quantité d'hélium ne pouvait pas être produite par des réactions thermonucléaires. En effet, pour maintenir au cours de $13 \cdot 10^9$ ans passés depuis le « début » de l'expansion de la Métagalaxie, la luminosité constante de la Galaxie de 10^{37} W il a été dégagé par les réactions thermonucléaires dans les étoiles une énergie d'environ $4 \cdot 10^{54}$ J. L'énergie libérée par la production d'un noyau d'hélium est de $2{,}5 \cdot 10^{-12}$ J. Donc, pendant l'existence de la Galaxie dont la masse est de $4 \cdot 10^{41}$ kg, il s'y est formé 10^{66} noyaux d'atomes d'hélium, ou $7{,}6 \cdot 10^{39}$ kg. Ainsi, les réactions thermonucléaires dans la Galaxie peuvent être rendues responsables de 2 % d'hélium en masse. Il s'ensuit que la masse fondamentale de l'hélium devait exister dans la Galaxie depuis son origine.

Or, d'après la théorie de l'Univers chaud, pendant les premières 100 secondes après le début de l'expansion il se forme seulement 25 % d'hélium (en masse), les 75 % restants de la matière se trouvant sous la forme d'hydrogène. Le fait de prédire la teneur en hélium de la matière primaire est un véritable triomphe de la théorie de l'Univers chaud.

L'« ère radiative » s'est poursuivie de $t = 10$ s à $t = 10^{13}$ s $\simeq 1$ million d'année . L'apport principal dans la masse gravitationnelle de l'Univers était alors dû au rayonnement. Au début de l'ère la synthèse de l'hélium prend fin et les processus d'annihilation des électrons et des positons se poursuivent. Tout ce temps la température du rayonnement reste la même que celle de la matière. Mais dès que la température baisse jusqu'à 3000 K, l'énergie des photons devient déjà insuffisante pour ioniser les atomes d'hydrogène. Aussi, les processus de recombinaison des électrons avec les protons ne sont-ils déjà plus équilibrés par les processus d'ionisation inverses, le rayonnement « se détache » de la matière. Depuis cet instant, l'expansion de l'Univers est assurée essentiellement non pas par le rayonnement, mais par la matière.

L'« ère de la matière » s'amorce depuis l'instant du déclenchement des recombinaisons et se poursuit jusqu'à nos jours. L'une de ses étapes définies est marquée par le départ des processus de formation des galaxies et des étoiles.

CHAPITRE XVIII

ÉVOLUTION DES GALAXIES ET DES ÉTOILES

§ 166. Formation des galaxies

En établissant le modèle cosmologique de l'Univers on a admis que la distribution de la matière est homogène et isotrope. Or, à notre époque, une masse importante de la matière se concentre sous la forme de galaxies et de leurs amas. Des questions se posent alors, à savoir: quelles sont les causes qui amènent à la fragmentation de la matière, dont la distribution dans l'Univers est homogène et pourquoi les propriétés les plus importantes des galaxies, leurs formes, dimensions et masses sont précisément telles qu'elles le sont?

La première fois la question de la fragmentation de la matière dont la distribution est homogène a été envisagée par J. Jeans (1902). Il partait du fait que si une condensation, une inhomogénéité de dimensions λ apparaissait pour quelque raison dans un milieu homogène, sa condensation peut soit se poursuivre (croître) sous l'action de la gravitation propre, soit se résorber (s'amortir) sous l'action de la pression du gaz. Ceci dépend de la dimension de la condensation qui peut être plus grande ou plus petite que γ_J critique. La dimension critique, longueur d'onde de Jeans λ_J, est évaluée sans peine si on égalise la pression de gaz dans la condensation $P_g = A \frac{\rho}{\mu} T$ à la pression de la pesanteur $P_G \simeq \frac{G\mathfrak{M}^2}{\lambda_J^4} \simeq G\rho^2\lambda_J^2$. Cette condition entraîne

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{AT}{G\mu\rho}}. \tag{18.1}$$

L'instabilité de Jeans conduit à la formation des condensations d'un volume $\simeq \lambda_J^3$ et d'une masse $\mathfrak{M} \simeq \lambda_J^3 \rho$, de sorte que

$$\mathfrak{M} \simeq 2\cdot 10^{-10}\,\mathfrak{M}_\odot \sqrt{\frac{T^3}{\rho}}. \tag{18.2}$$

Les condensations de masse définie peuvent se former seulement pour des rapports déterminés entre les grandeurs T et ρ. Si, par exemple, la densité de la matière prégalactique $\rho \simeq 10^{-24}$ g/cm³ (c'est la densité moyenne de la Galaxie), la condensation de masse $\mathfrak{M} = 10^{11}\,\mathfrak{M}_\odot$ ne peut se former que dans le cas où la température $T \simeq 10^6$ K. Avec une température plus basse les condensations formées ont une masse plus faible.

Or, dans l'Univers en expansion la densité et la température changent dans le temps conformément aux formules (17.2). La densité de 10^{-24} g/cm³ est atteinte en $t \simeq 7\cdot 10^{14}$ s $\simeq 2\cdot 10^7$ ans. Mais d'après (17.2) à cet instant la température sera non pas de 10^6 K, mais

seulement près de 500 K. De la sorte, si les condensations sous la forme de protogalaxies sont constituées à cet instant de temps, leur masse maximale ne peut dépasser 10^6 $\mathfrak{M}_\odot$, ce qui est sensiblement inférieur à la masse de la Galaxie. Donc, pour accorder la théorie de la genèse des galaxies avec la théorie de l'Univers en expansion on admet qu'à l'instant $t_g \simeq 2\cdot 10^7$ ans l'Univers a été le siège des processus qui ont abouti à l'échauffement de la matière jusqu'à la température de plusieurs millions de degrés.

§ 167. Stades précoces de l'évolution stellaire

D'après les idées modernes les étoiles peuvent se former par contraction gravitationnelle des inhomogénéités dans le milieu interstellaire. Au § 147 nous avons montré que la distribution du milieu interstellaire est très inhomogène, qu'il a une structure floconneuse. On observe des nuages « normaux » de gaz de masse $\mathfrak{M} \simeq 1\mathfrak{M}_\odot$ de dimension de 1 pc et à température de dizaines de degrés. D'après le critère de Jeans (18.2), ces nuages ne peuvent pas se contracter du fait que la pression de leur gaz est équilibrée par la pesanteur propre.

D'autre part, dans les complexes de gaz et de poussière dont les masses atteignent 10^3 à 10^4 $\mathfrak{M}_\odot$, les dimensions, 10 ou 100 pc, et les températures, des dizaines de degrés, le critère de Jeans est respecté et ces complexes sont gravitationnellement instables, c'est-à-dire ils doivent subir la contraction. Au cours de la contraction une partie de l'énergie gravitationnelle du complexe de gaz et de poussière massif est absorbée par l'échauffement de la matière. D'après le calcul le gaz et la poussière retransforment rapidement l'énergie thermique libérée par la contraction en rayonnement infrarouge qui s'échappe librement et quitte le complexe. Il en résulte que pratiquement la température de la matière en contraction ne change pas, alors que la densité augmente. A mesure que la contraction progresse, à l'intérieur du nuage de plus petites masses jusqu'à celle égale à la masse solaire commence à s'observer le critère de l'instabilité gravitationnelle de Jeans. Le nuage de gaz et de poussière massif commence à se fragmenter en parties moins massives qui en se contractant donnent naissance aux étoiles.

Pour que l'inhomogénéité de masse égale à celle de l'étoile ainsi formée, *protoétoile* puisse poursuivre sa contraction, il faut qu'avec la progression de cette dernière la chaleur dégagée soit évacuée. Dans le cas contraire la température de la matière montera jusqu'à ce que la pression du gaz entrave cette contraction. Le mécanisme qui assure l'évacuation de la chaleur est le rayonnement infrarouge de la poussière et des molécules du gaz interstellaire. Ce rayonnement qui pratiquement n'est pas absorbé par le gaz et la poussière sort librement de la protoétoile et emporte l'excès de l'énergie thermique.

Ainsi, les protoétoiles sont des sources puissantes de rayonnement infrarouge.

Les observations montrent que dans les grands complexes de gaz et de poussière interstellaires il existe des sources compactes de rayonnement infrarouge. Ce sont les *objets de Herbig-Haro.* Des sources de rayonnement maser des molécules H_2O et OH sont également associées aux protoétoiles.

A mesure que la protoétoile se contracte sa densité croît, son opacité au rayonnement rouge augmente. Elle commence à s'échauffer, cet échauffement désagrégeant les grains de poussière et dissociant les molécules. Ceci à son tour renforce encore l'opacité. Alors commence la croissance rapide de la température intérieure.

Pour une protoétoile à $\mathfrak{M} \simeq \mathfrak{M}_\odot$ ce processus commence dès que son rayon devient égal à $R \simeq 10^5\ R_\odot$ et la luminosité atteint la valeur de $L \simeq 10^3\ L_\odot$, l'énergie s'échappant sous la forme de rayonnement infrarouge. Ensuite la luminosité diminue brusquement, l'énergie gravitationnelle dégagée par la contraction étant absorbée non pas par le rayonnement, mais par la dissociation des molécules, l'ionisation des atomes et l'échauffement de la matière. Dès que la dimension de la protoétoile atteint la valeur de $R = 10^3\ R_\odot$, sa luminosité est rapidement poussée jusqu'à la valeur de $400\ L_\odot$.

La croissance de la luminosité à cette étape est liée à la reconstruction de la protoétoile : l'augmentation rapide de l'opacité de la matière empêche le rayonnement d'évacuer à l'extérieur l'excès de l'énergie thermique libérée, en déclenchant ainsi le mécanisme de transport d'énergie par convection. En cet état, l'éclat de la protoétoile subit de changements rapides. D'après ses caractéristiques elle ressemble aux variables du type T Taureau (§ 142). Le fait que ces variables sont des étoiles jeunes, où les réactions thermonucléaires ne sont pas encore amorcées, explique leur position sur le diagramme de Hertzschprung-Russel au-dessus de la série principale (fig. 163). D'autre part, dans le cadre du modèle décrit, une explication naturelle est donnée au fait que ces étoiles forment des associations T et reposent dans des complexes de gaz et de poussière.

La contraction ultérieure, plus lente, se poursuit tant que la température à l'intérieur de l'étoile ne s'élève assez pour rendre possibles les réactions de la synthèse de l'hélium à partir de l'hydrogène. A ce moment l'étoile s'engage dans la série principale à l'emplacement qui correspond à sa masse. Ainsi, la série principale du diagramme de Hertzschprung-Russel est le lieu géométrique des points qui décrivent la position des étoiles de masse différente dans la période de leur vie lorsque en leur sein l'énergie est libérée par la « combustion » d'hydrogène.

Les calculs montrent que la contraction du protosoleil depuis $R = 10^3\ R_\odot$ à $R = 1\ R_\odot$ dure 20 millions d'années. L'évolution vers la série principale des protoétoiles plus massives est plus rapide,

et celle des protoétoiles moins massives, plus lente. Pour une protoétoile à $\mathfrak{M} = 15\mathfrak{M}_\odot$ il faut à cet effet $6\cdot 10^4$ ans, et à $\mathfrak{M} = 0{,}5\mathfrak{M}_\odot$, à peu près $1{,}5\cdot 10^8$ ans.

§ 168. Déplacement des étoiles hors de la série principale

Une étoile se maintient dans la série principale tant qu'à l'intérieur le « combustible nucléaire » constitué par l'hydrogène n'est pas épuisé. Il est clair que les étoiles massives à luminosité élevée épuisent leur hydrogène plus vite que les étoiles peu massives. Ceci est lié à ce que la luminosité d'une étoile $L \backsim \mathfrak{M}^4$ (§ 127) et ses réserves d'énergie $\mathscr{E} \backsim \mathfrak{M}$ Donc, la durée de la présence de l'étoile dans la série principale

$$t_{s.p.} \simeq \frac{\mathscr{E}}{L} \simeq 1{,}0\cdot 10^{10}\left(\frac{\mathfrak{M}_\odot}{\mathfrak{M}}\right)^3.$$

Par exemple, une étoile de classe spectrale B de masse $\mathfrak{M} \simeq \simeq 20\ \mathfrak{M}_\odot$ demeure dans la série principale (à l'étape calme de sa vie) quelques millions d'années, les étoiles du type Soleil de masse $\mathfrak{M} = 1\,\mathfrak{M}_\odot$, pendant 10 milliards d'années, et les naines rouges de masse $\mathfrak{M} \simeq 0{,}5\ \mathfrak{M}_\odot$, environ 100 milliards d'années.

A mesure qu'au centre de l'étoile l'hydrogène s'épuise, le coefficient d'opacité de la matière ne cesse de diminuer. Ceci amène la reconstruction continue de l'étoile, qui s'accompagne de la contraction de son noyau et de l'expansion de son enveloppe. Dans ces conditions une partie de l'énergie potentielle se transforme en chaleur, la température des régions centrales monte. Les réactions nucléaires de la synthèse de l'hélium à partir de l'hydrogène se poursuivent dans une couche mince entourant directement le noyau. Avec la combustion de l'hydrogène dans la couche de la source la masse du noyau d'hélium augmente progressivement. Il en résulte que la pesanteur devient plus grande, la contraction du noyau se poursuit et la température monte, tout comme la luminosité de l'étoile. Le transport de l'énergie à l'extérieur par rayonnement ne suffit plus ; alors survient la convection. La contraction du noyau et l'élévation de la température se poursuivent tant qu'il devient le siège des réactions de synthèse des éléments chimiques plus lourds. Par exemple, la température de centaines de millions de degrés assure la synthèse des noyaux des atomes de carbone à partir de la fusion de trois noyaux d'atomes d'hélium ; par la suite, sous des températures encore plus élevées, il se forme l'oxygène, le néon, etc. L'énergie ainsi libérée en grande quantité est susceptible d'arrêter la contraction du noyau. Les réactions de synthèse marchent en dégageant de l'énergie jusqu'à la production des noyaux des atomes de fer. La formation des éléments chimiques plus lourds demande des frais d'énergie et conduit au refroidissement de l'étoile.

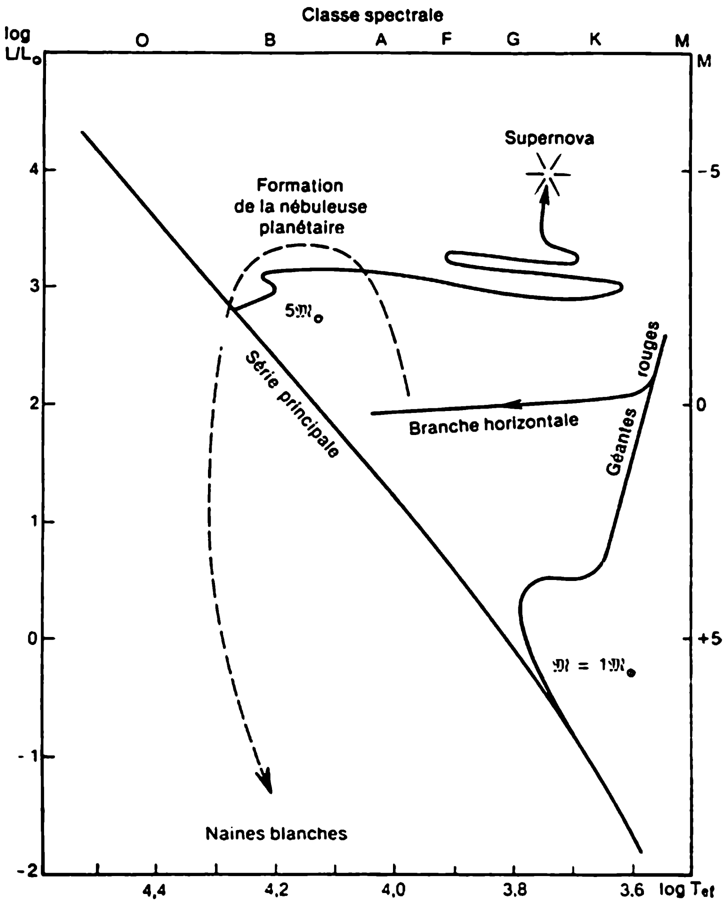


Fig. 195. Tracés évolutifs des étoiles à $\mathfrak{M} = 1\mathfrak{M}_{\odot}$ et $\mathfrak{M} = 5\mathfrak{M}_{\odot}$ sur le diagramme de Hertzschprung-Russel. Trait interrompu. formation de la nébuleuse planétaire et de la naine blanche dans l'évolution de l'étoile à $\mathfrak{M} = 1\mathfrak{M}_{\odot}$.

Lorsque tout l'hydrogène dans le noyau est « brûlé », l'étoile s'écarte de la série principale pour devenir en fonction de sa masse géante ou supergéante rouge.

Si la masse de l'étoile $\mathfrak{M}_{\odot} < 1{,}2\mathfrak{M}_{\odot}$, après l'épuisement de l'hydrogène dans le noyau, celui-ci commence à se contracter. Pendant quelques dizaines de milliers d'années ses dimensions se réduisent à quelques milliers de kilomètres, et sa densité atteint quelques centaines de kilogrammes par centimètre cube. A cette étape la contraction du noyau s'arrête sous la pression du gaz électronique dégénéré, c'est-à-dire le noyau de l'étoile devient une naine blanche (§ 132).

En même temps, l'enveloppe de l'étoile augmente en dimension jusqu'à 10 ou 100 $R_\odot$ de façon que l'étoile elle-même devient géante rouge. Assez vite l'enveloppe se sépare en général du noyau et à l'emplacement de l'étoile il reste le noyau, l'étoile, la naine blanche, ainsi que l'enveloppe en expansion c'est-à-dire le phénomène de la nébuleuse planétaire (§ 147). Ensuite, pendant quelques milliers d'années l'enveloppe en expansion se dissipe dans le milieu interstellaire, alors que la naine blanche émet encore de l'énergie thermique qu'elle a encaissée lors de la contraction. C'est également le sort qui reviendra à notre Soleil dans 5 milliards d'années (fig. 195).

Si la masse de l'étoile est supérieure à 1,2 $\mathfrak{M}_\odot$, pendant la contraction d'un noyau aussi massif la température y atteint des centaines de millions et même des milliards de degrés. Par exemple, dans une étoile de masse $\mathfrak{M} \simeq 2\mathfrak{M}_\odot$ à noyau d'hélium pur la température au centre s'élève jusqu'à 1,7 milliard de degrés. Un tel noyau rend possibles les réactions thermonucléaires susceptibles de synthétiser les éléments allant jusqu'au silicium.

Après la combustion de l'hydrogène dans le noyau, en évoluant l'étoile se déplace dans le diagramme spectre-luminosité à droite en haut en se transformant en géante ou supergéante rouge (fig. 195). Si la masse de l'étoile est supérieure à $5\mathfrak{M}_\odot$, à mesure de la contraction dès que la température dans le noyau dépasse $2 \cdot 10^8$ K, s'y amorcent les processus de combustion de l'hélium, qui s'accompagnent de la reconstruction des couches extérieures: la convection dans l'enveloppe faiblit et les dimensions de l'étoile diminuent notablement. Sur le diagramme de Hertzschprung-Russel l'étoile tout au long de plusieurs centaines de milliers d'années se déplace presque horizontalement à gauche jusqu'à la série principale. Mais une fois que les réserves d'hélium dans le noyau sont épuisées, la contraction du noyau recommence, ainsi que la formation réitérée d'une enveloppe de convection puissante. De nouveau l'étoile se déplace à droite dans le domaine des supergéantes rouges. Ce processus reprend plusieurs fois. En décrivant sur le diagramme de Hertzschprung-Russel des boucles l'étoile à l'époque de la reconstruction de son enveloppe devient instable; dans son enveloppe sont alors excitées des pulsations, qui se maintiennent en transformant l'étoile en une variable pulsante.

La conclusion tirée s'accorde avec la position observée des variables pulsantes dans le diagramme de Hertzschprung-Russel (§ 140).

§ 169. Effondrement gravitationnel et étapes terminales de l'évolution stellaire

L'aboutissement de l'évolution d'une étoile de masse $\mathfrak{M} < 1{,}2\mathfrak{M}_\odot$ est l'état de naine blanche. Mais si la masse de l'étoile $\mathfrak{M} > 1{,}2\ \mathfrak{M}_\odot$, une fois que la densité à l'intérieur a atteint la valeur de 10^9 kg/m^3,

la contraction ne s'arrête pas. La pesanteur est si grande que même la pression du gaz électronique dégénéré n'est pas en état de s'y opposer. Aussi, sous l'action de la contraction du noyau stellaire, les noyaux des éléments lourds se décomposent en noyaux plus simples, donnant lieu à la « neutronisation » de la matière: $p + e \rightarrow \rightarrow n + \nu$. Les protons qui font partie des noyaux atomiques formés à l'étape précédente de l'évolution se transforment finalement en neutrons. Si la masse du noyau est inférieure à $3\mathfrak{M}_\odot$, sa contraction cessera lorsque les densités deviendront $\rho \simeq 10^9$ kg/m³. Dans ces conditions, en vertu du principe d'exclusion de Pauli une force de répulsion particulière interviendra dans le gaz neutronique, qui interdira la contraction ultérieure de la matière. Le noyau d'une telle étoile sera une étoile à neutrons (§ 132).

Il convient de noter que la contraction du noyau jusqu'aux dimensions d'une étoile à neutrons marche assez vite, puisqu'il n'y a pas de forces capables de l'empêcher. A son tour, la collision de la matière de l'enveloppe qui s'effondre avec la surface du noyau produit une onde de choc puissante se propageant en haut. Il en résulte l'éjection de l'enveloppe observée comme l'explosion d'une supernova.

La théorie évolutive décrite prédit pour les étoiles à neutrons l'existence d'un fort champ magnétique et d'une rotation rapide. Ceci se déduit des lois de la conservation du flux magnétique et du moment cinétique dans le processus de la contraction de l'étoile. De cette façon, si les paramètres initiaux de l'étoile sont $R_0 \simeq 10^6$ km; $H_0 \simeq 1$ Œ et la période de rotation autour de son axe $P_0 \simeq 50$ jours, la loi de la conservation du flux magnétique $\Phi \simeq 4\pi R^2 H = $ $=$ const entraîne que l'intensité du champ magnétique d'une étoile à neutrons $H_{\text{e.n.}} \simeq H_0 \left(\frac{R_0}{R_{\text{e.n.}}}\right)^2 \simeq 10^{10}$ Œ, et la loi de la conservation du moment cinétique $K \simeq \mathfrak{M} R^2 \frac{2\pi}{P} =$ const, entraîne que la période de rotation $P_{\text{e.n.}} \simeq P_0 \left(\frac{R_{\text{e.n.}}}{R_0}\right)^2 = 5 \cdot 10^{-3}$ s. Ici on a posé $R_{\text{e.n.}} \simeq 10$ km. Mais au cours de l'explosion d'une supernova une partie du flux magnétique et du moment cinétique est projetée par l'enveloppe dans le milieu interstellaire. Si ces effets sont pris en considération, ils peuvent modifier quelque peu les estimations obtenues.

L'évolution d'une étoile de masse $\mathfrak{M} > 3\mathfrak{M}_\odot$ aboutit à la formation en son centre d'un trou noir (§ 133). En effet, si le rayon de l'étoile tend vers le rayon critique R_g gravitationnel, la pesanteur à sa surface croît jusqu'à l'infini, et même la pression d'un gaz neutronique dégénéré est incapable de s'y opposer. Il en résulte que la matière de l'étoile passe sous la sphère de Schwartzschild (sphère de rayon R_g).

La question de l'origine des éléments chimiques est étroitement liée à celle de l'évolution stellaire. Si l'hydrogène et l'hélium sont les éléments restés après les étapes précoces de l'évolution de l'Univers en expansion (§ 165), les éléments chimiques plus lourds ne pouvaient se former qu'à l'intérieur des étoiles dans les réactions thermonucléaires. A la fin de son évolution une étoile soit explose, soit rejette sa matière suivant une allure plus calme. Dans l'un et dans l'autre cas le milieu interstellaire reçoit de la matière déjà enrichie en éléments lourds. Elle peut servir de nouveau à la formation des étoiles dans lesquelles la matière sera encore plus enrichie en ces éléments. Tel est le Soleil, étoile de la deuxième génération formée à partir de la matière qui a déjà reposé au sein des étoiles.

§ 170. Age des amas stellaires

Etablir par calcul avec une précision élevée l'âge absolu de chaque étoile isolée est toujours une tâche impossible, même si les observations nous renseignent avec une sûreté suffisante sur ses masse, rayon et luminosité. C'est que l'âge ainsi établi est fonction de nombreuses prémisses de départ, par exemple, de la composition chimique initialement adoptée, de la rotation, des champs magnétiques, etc.

Il est bien plus aisé de déterminer l'âge des étoiles qui appartiennent aux amas stellaires. Les étoiles des amas se forment simultanément, elles ont donc le même âge égal à celui de l'amas. Sur le diagramme de Hertzschprung-Russel la série principale d'un jeune amas est représentée par les étoiles de toutes les classes spectrales. Avec le temps, au cours de l'évolution, les étoiles massives des classes spectrales précoces épuisent rapidement leur combustible nucléaire et se déplacent sur le diagramme dans le domaine des géantes et supergéantes. Pendant ce temps les étoiles de faible masse restent dans la série principale. De la sorte, l'âge de l'amas peut être déterminé d'après la position du point d'inflexion sur le diagramme de Hertzschprung-Russel, point à partir duquel commence le déplacement des étoiles de la série principale dans la direction des géantes. En déterminant la masse de l'étoile qui correspond à la position du point d'inflexion, on calcule d'après la formule (18.3) son âge qui est égal à celui de l'amas stellaire tout entier. La comparaison des diagrammes des amas ouverts (fig. 176) et globulaires (fig. 177) montre que la plupart des étoiles des premiers demeure encore en règle générale dans la série principale, et rien qu'un petit nombre d'entre elles ont passé dans le domaine des géantes rouges. C'est l'inverse pour les amas globulaires: la partie supérieure de leur série principale n'existe pratiquement pas, mais à partir de son milieu s'étend une bande presque verticale d'étoiles, dirigée vers le domaine des géantes et supergéantes. On peut en tirer la conclusion que l'âge

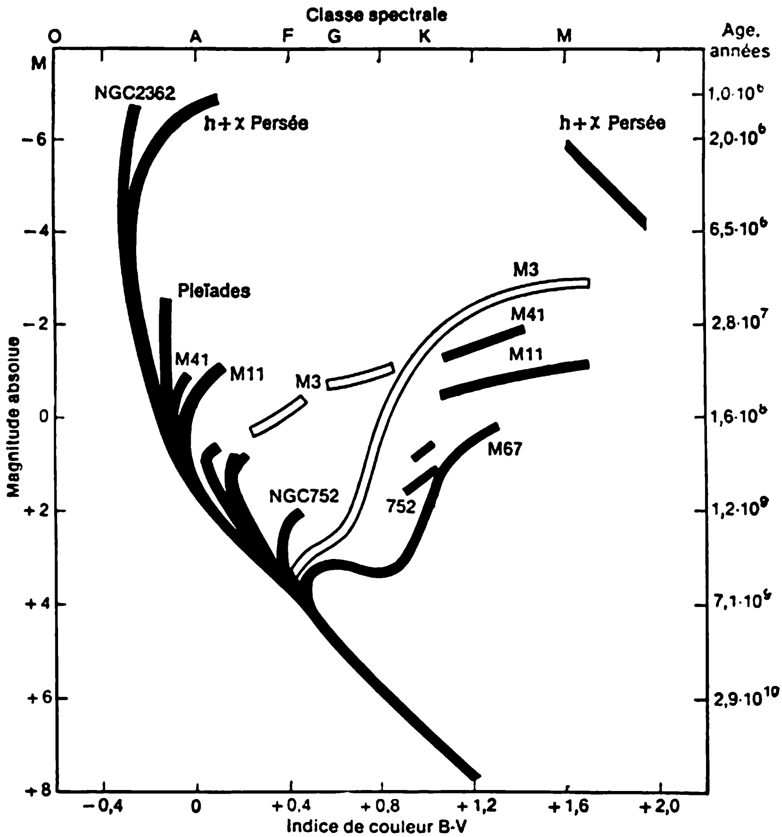


Fig. 196. Diagramme général de Hertzschprung-Russel des amas stellaires différents

d'un amas globulaire est en moyenne notablement plus grand que celui d'un amas ouvert.

Pour se faire une idée de la différence d'âge des amas, on peut composer des diagrammes cumulés de plusieurs amas (fig. 196). On peut alors établir en particulier que l'amas galactique ouvert NGC 2362 est tout à fait jeune, puisque pratiquement toutes ses étoiles reposent dans la série principale, l'amas h et χ Persée est un peu plus âgé que le premier, une partie de ses étoiles ayant passé dans le domaine des géantes. Le plus vieux des amas de la figure 196 est l'amas ouvert galactique M 67, dont les étoiles ont avancé plus que celles des autres dans le domaine des géantes rouges. Dans leur évolution toutes les étoiles de cet amas, jusqu'à la classe spectrale F8, ont quitté la série principale. Les étoiles de la classe spectrale

F8 ne font que commencer à la quitter. La masse de ces étoiles étant égale à $1{,}1\mathfrak{M}_\odot$, d'après (18.3) leur présence dans la série principale dure $t_{s.p.} \simeq 10^{10}$ ans. Aussi, considère-t-on que l'âge de cet amas est de 10 milliards d'années. Il existe des amas galactiques ouverts plus « jeunes », dont l'âge va jusqu'à 10^7 années. Dans la Galaxie l'âge moyen des amas globulaires est d'environ 10^{10} ans, il est plus grand en moyenne que l'âge des amas ouverts. Les amas globulaires constituent dans la Galaxie le sous-système sphérique (§ 154), et les amas ouverts, le sous-système aplati ; il s'ensuit que le sous-système sphérique est plus vieux que le sous-système aplati. Les amas ouverts les plus jeunes d'un âge inférieur à 10^7 d'années reposent surtout dans les bras spiraux.

§ 171. Particularités de l'évolution des systèmes doubles serrés

Pour la grande majorité des systèmes doubles serrés étudiés (§ 136) l'une de leurs composantes est une sous-géante et l'autre, une étoile normale de la série principale. On tire également des observations que les masses des sous-géantes, généralement composantes secondaires, sont inférieures à celles des étoiles de la série principale. L'âge des étoiles d'un système double étant le même, ceci contredit la théorie de l'évolution établie pour les étoiles simples, d'après laquelle c'est l'étoile de plus grande masse qui doit se déplacer plus vite dans le domaine des géantes rouges.

Cette énigme cesse de l'être si on retient cette circonstance qu'à peu d'exceptions près, les sous-géantes sont les composantes des systèmes doubles serrés qui remplissent la cavité de leur surface critique interne ou la surface de Roche (§ 138) délimitant les positions possibles des composantes. On peut donc affirmer qu'au début les masses de ces étoiles étaient sensiblement plus grandes. Mais au cours de leur évolution, à mesure que l'hydrogène brûlait à l'intérieur, le noyau se contractait et l'enveloppe était en expansion. La matière de l'enveloppe qui en cours de l'expansion passait à travers la surface de Roche, était perdue par l'étoile et capturée par son compagnon, dont finalement la masse augmentait. C'est en ceci que consiste en principe l'hypothèse du « changement de rôles »: l'échange de masse fera que la composante principale du système sera constituée par l'étoile dont la masse initiale était sensiblement inférieure et qui de ce fait reste encore dans la série principale. Un excès de luminosité important de la sous-géante (environ de 3^m) qui ne correspond pas à sa faible masse s'explique par une teneur accrue en hélium des couches extérieures, ce qui rend ces couches plus transparentes. Or, ceci contribue à une désexcitation renforcée de l'énergie qui se libère au sein de l'étoile.

Il est clair que le processus de « changement de rôles » permet d'expliquer les particularités des systèmes doubles que si le temps

que dure l'échange de masse entre les composantes est sensiblement inférieur à celui de la présence de l'étoile dans la série principale. S'il n'en est pas ainsi, en acquérant une masse complémentaire et en accélérant les rythmes de son évolution, l'étoile devrait également quitter la série principale. Les calculs confirment l'efficacité du processus de « changement de rôles ». Bien plus, un tel « changement de rôles » peut se produire plusieurs fois ; en perdant une partie de sa masse la première étoile peut devenir avec le temps plus petite que sa cavité de Roche, alors que l'autre, en expansion remplit sa cavité de Roche, et le processus d'échange de masse reprend, mais déjà dans la direction opposée. D'après les calculs, le temps caractéristique d'échange de masse suivant l'ordre de grandeur constitue quelques dizaines ou centaines de milliers d'années.

A titre d'exemple examinons les résultats des calculs de l'évolution du système à masses $\mathfrak{M}_1 = 5\mathfrak{M}_\odot$ et $\mathfrak{M}_2 = 4\mathfrak{M}_\odot$ et à distances entre les composantes $a = 13{,}8\ R_\odot$. Au début, la première étoile évolue de la même façon qu'une étoile simple et dans le diagramme de Hertzschprung-Russel elle se déplace de la série principale un peu en haut. Bientôt l'étoile remplit sa cavité de Roche et alors commence l'écoulement de la masse dans le sens de la deuxième composante ; il faut alors seulement 420 000 ans pour que la masse de la première étoile diminue jusqu'à $0{,}94\mathfrak{M}_\odot$. Dans le diagramme spectre-luminosité l'étoile descend en bas presque parallèlement à la série principale, sa luminosité devenant presque 10 fois plus faible. Ensuite, la première étoile se déplace en haut, jusqu'à sa luminosité initiale et passe rapidement à gauche dans le domaine des naines blanches. La deuxième composante double sa masse et se déplace en haut le long de la série principale.

Mécanisme de l'explosion des novae. Une fois qu'on a établi que les novae sont des systèmes doubles (§ 142), il est devenu clair que leurs explosions sont dues précisément à la dualité, plus exactement, à l'échange de masse entre les composantes. L'analyse a montré que l'explosion se produit lorsque la composante qui augmente sa masse est une naine blanche.

En tombant à la surface d'une naine blanche, la matière (surtout l'hydrogène) s'y accumule, se contracte et s'échauffe. Si la masse de la matière capturée vaut à peu près $10^{-3}\mathfrak{M}_\odot$, la température et la densité dans la couche superficielle de la naine blanche augmentent tellement que deviennent possibles les réactions thermonucléaires du cycle de carbone. Dans ces conditions l'évacuation de la chaleur de cette couche de la source n'est pas assez rapide. Il en résulte que dans l'enveloppe d'hydrogène se développe une instabilité thermique qui déclenche l'explosion et l'enveloppe accumulée par accrétion est arrachée par l'onde de choc. Dans le cadre de ces hypothèses on parvient à expliquer aussi bien la puissance observée des explosions des novae que leurs répétitions dans les novae récurrentes.

CHAPITRE XIX

ÉLÉMENTS DE LA COSMOGONIE PLANÉTAIRE

Le problème de l'origine du Système solaire est l'un des plus importants dans les sciences naturelles modernes. Or, jusqu'aujourd'hui il n'est résolu que dans les traits les plus généraux. Car si la théorie de l'évolution stellaire peut être comparée dans une large mesure avec les observations de nombreuses étoiles se trouvant à des étapes différentes de leur évolution, le système planétaire qui entoure le Soleil est unique. La nécessité de tenir compte d'un nombre important de facteurs les plus divers qui ont joué leur rôle dans la genèse des planètes (champs magnétiques, turbulence dans le nuage protoplanétaire, effets de l'instabilité thermique et gravitationnelle, dissipation de la composante de gaz, rotation irrégulière du protosoleil, etc.) a fait que la simulation de ce processus est une tâche bien difficile.

§ 172. Particularités du Système solaire

La théorie qui s'occupe de l'étude de l'origine du Système solaire doit expliquer les particularités suivantes de sa structure:

1. Les orbites de toutes les planètes à l'exception de celle de Pluton reposent pratiquement dans le même plan qui coïncide presque avec le plan de l'équateur solaire (voir Annexe 1).
2. Toutes les planètes tournent autour du Soleil sur des orbites presque circulaires dans le sens qui coïncide avec celui de la rotation du Soleil sur son axe.
3. La direction de la rotation axiale des planètes, à l'exception de Vénus et d'Uranus, coïncide avec celle de leur révolution autour du Soleil.
4. La distance moyenne des planètes par rapport au Soleil (à l'exception de Neptune et de Pluton) vérifie la loi de Titius-Bode (voir § 115).
5. La masse globale des planètes est de 750 fois inférieure à la masse du Soleil, alors qu'il leur revient 98 % du moment cinétique du Système solaire dans son ensemble.
6. Les planètes forment deux groupes qui se distinguent nettement suivant leurs propriétés physiques, le groupe tellurique et les planètes géantes.
7. Le plus grand nombre de satellites évolue autour des planètes sur des orbites pratiquement circulaires reposant dans la plupart des cas dans le plan de l'équateur de la planète, la direction de ce mouvement coïncidant (à quelques exceptions près) avec celle de sa rotation axiale.

§ 173. Premières hypothèses cosmogoniques

Dans son ouvrage *Histoire naturelle et théorie générale du ciel* (1755) le philosophe allemand E. Kant a exposé l'hypothèse d'après laquelle, au début, l'espace universel était rempli de matière à l'état de chaos primaire. Avec le temps, sous l'action des forces d'attraction et de répulsion, la matière prenait des formes plus organisées. D'après la loi de l'attraction universelle les éléments qui avaient une plus grande densité attiraient les éléments moins denses, ce qui entraînait la formation des caillots isolés. Sous l'action des forces de répulsion, qui soit disant sont particulièrement efficaces lorsque la matière se trouve à l'état pulvérisé, le mouvement rectiligne des particules vers le centre d'attraction était remplacé par le mouvement circulaire.

Les collisions des particules autour des caillots isolés ont conduit à la formation des systèmes planétaires. Tout ceci était si évident pour Kant qu'il ne s'est pas retenu de faire la remarque suivante devenue une sorte de symbole des sciences naturelles: « Donnez-moi de la matière et j'en construirais un monde, c'est-à-dire donnez-moi de la matière et je montrerai à tous comment à partir d'elle doit se former le monde... »

Une autre hypothèse sur l'origine des planètes a été énoncée par P. Laplace dans son *Exposition du système du monde* (1796). D'après Laplace, au stade précoce de son développement le Soleil présentait une nébuleuse incandescente immense animée d'un mouvement de rotation. Sous l'action de la pesanteur le protosoleil se contractait et la vitesse de sa rotation ne cessait d'augmenter, ce qui le faisait prendre une forme aplatie. Dès qu'à l'équateur la pesanteur a été équilibrée par la force d'inertie centrifuge, un anneau immense s'est détaché du protosoleil pour se refroidir par la suite et se rompre en caillots isolés qui ont servi à la formation des planètes. D'après Laplace ce détachement des anneaux à partir du protosoleil s'est produit plusieurs fois. Les satellites des planètes se sont formés d'une façon analogue.

L'hypothèse de Laplace très en vogue tout au cours de presque cent ans, s'est avérée incapable d'expliquer la redistribution du moment cinétique entre le Soleil et les planètes. Le calcul montre que si toutes les planètes tombaient sur le Soleil, c'est-à-dire si elles lui auraient « rendu » le moment cinétique qu'il a perdu, la vitesse de sa rotation serait insuffisante pour assurer le détachement des anneaux. D'autre part, pour cette hypothèse là et bien d'autres encore, d'après lesquelles les planètes et leurs satellites se forment à partir du gaz incandescent, la « pierre d'achoppement » était que la planète ne peut pas se former de gaz chaud du fait que ce gaz se dilate rapidement et se dissipe dans l'espace.

Dans les années 20 l'astronome anglais J. Jeans a élaboré la théo-

rie de marée de l'origine du Système solaire. D'après cette théorie l'approche fortuite d'une étoile au Soleil a produit une vague de marée immense dont il a résulté des projections puissantes de gaz à partir de deux points opposés de sa surface. Ces masses de gaz se condensaient rapidement en nuages, où croissaient les « « planétesimales », corps solides peu grands, à partir desquels se sont formées par la suite les planètes.

Dans les années 30 on a émis l'hypothèse d'après laquelle autrefois le Soleil était une étoile double. L'une de ses composantes a éclaté sous l'action d'une étoile de rencontre pour former un nuage qui a servi par la suite à la formation des planètes. Plus tard cette hypothèse a été modifiée. On a supposé que l'une des composantes a explosé comme une supernova et a rejeté l'enveloppe de gaz. Les étoiles se sont séparées, alors que l'enveloppe de gaz a servi pour la formation des planètes.

§ 174. Vues actuelles sur l'origine du Système solaire

Un grand rôle dans l'élaboration des vues actuellement admises dans ce domaine revient à O. Schmidt (U.R.S.S.). La théorie de Schmidt s'appuie sur deux hypothèses: les planètes se sont formées à partir d'un nuage de gaz et de poussière froid ; ce nuage a été capturé par le Soleil lors de sa révolution autour du centre de la Galaxie. En partant de ces hypothèses Schmidt est parvenu à expliquer certaines particularités de la structure du Système solaire: la répartition des planètes suivant la distance du Soleil, leur rotation, etc. Ces travaux sont poursuivis avec succès à l'Institut de la Physique de la Terre qui porte le nom de Schmidt.

L'évolution de notre système planétaire peut être schématisée, en général, de la façon suivante. Il y a près de 5 milliards d'années dans un nuage de gaz et de poussière étendu traversé par des lignes de force magnétiques s'est formée une condensation centrale, le protosoleil, soumise à une lente contraction. Autour du protosoleil tournait lentement une autre partie du nuage de masse 10 fois plus petite. L'aplatissement et l'échauffement progressifs de la nébuleuse résultaient des collisions des atomes, des molécules et des grains de poussière. Ainsi il s'est formé autour du Soleil un disque de gaz et de poussière étendu. Son champ magnétique « s'enroulait » sur le protosoleil contribuant à la transmission du moment cinétique aux couches du disque.

D'après l'une des versions de l'évolution du nuage protoplanétaire examinée par V. Safronov, au début dans ce nuage se sont séparées les composantes, le gaz et la poussière. La précipitation de la poussière vers le plan central a duré à peu près 1000 tours du nuage autour du Soleil. En même temps les grains de poussière poursuivaient leur croissance jusqu'à la dimension d'environ 1 cm.

Près du plan équatorial du Soleil il s'est formé ainsi une couche de poussière de densité accrue. Dès que la densité de cette couche a atteint la valeur critique, l'instabilité gravitationnelle est apparue dans la couche. D'abord se sont formés des anneaux rapidement décomposés en condensations isolées. A la distance d'une unité astronomique du Soleil leurs dimensions et masses initiales atteignaient 40 km et $5 \cdot 10^{13}$ kg, et à la distance de Jupiter, respectivement, 10^5 km et 10^{49} kg. La pesanteur propre déterminait la contraction ultérieure des caillots, leur condensation, la croissance des grands et la destruction des petits. La transformation de la poussière condensée en corps solides isolés n'a duré que 10 000 ans à la distance de 1 u.a. et à peu près 1 million d'années à la distance de Jupiter au Soleil.

Les calculs montrent que l'efficacité des collisions est proportionnelle à la puissance quatre du rayon du caillot planétesimal. Ceci a conduit à l'augmentation rapide des dimensions des plus grands d'entre eux. A la suite des collisions leurs orbites s'approchaient de la forme circulaire, alors qu'eux-mêmes se transformaient en germes de planètes. Avec le temps survivaient seulement ceux d'entre eux, dont les orbites se sont avérées stables, compte tenu de l'attraction mutuelle. La croissance de la Terre jusqu'à ses dimensions actuelles n'a duré que 100 millions d'années.

D'une manière analogue à celle de la Terre se sont formés les germes des planètes géantes, de Jupiter et de Saturne, bien que le temps de leur condensation était plusieurs fois plus grand. Dans le cas considéré, dès que les masses de la protoplanète atteignaient celle de deux ou trois masses de la Terre s'amorçait une accrétion intense du gaz qui faisait partie du nuage protoplanétaire.

Pour accorder les calculs aux observations il faut introduire l'hypothèse d'après laquelle le Système solaire a projeté une quantité importante de matière solide. Il en a résulté la formation à sa périphérie d'un nuage de comètes conservé en partie jusqu'à nos jours.

La direction et la vitesse de rotation de la planète autour de son axe s'établissent statistiquement comme le résultat global de la réunion de nombreuses planétesimales et de la chute sur le germe de la planète de corps à partir de l'« essaim de satellites » qui entoure chaque planète à l'étape précoce de sa formation. Il s'est avéré que d'après l'inclinaison de l'axe de rotation de la planète au plan de l'écliptique, il est possible d'évaluer la masse des plus grands corps qui sont tombés sur elle. En particulier, pour notre planète cette masse ne dépassait pas 0,001 de la masse de la Terre. Le fait que l'axe de rotation d'Uranus est incliné au plan de son orbite sous un angle de 98 ° est associé à l'influence de Jupiter et de Saturne. Dès que les masses de ces planètes se sont accrues jusqu'à celle de deux ou trois masses terrestres, elles apportèrent par leur attraction des perturbations dans le mouvement des autres planétesimales, en leur communiquant de grandes vitesses suffisantes pour s'échapper du

Système solaire. Une collision aléatoire de ces corps avec le protouranus a déterminé l'anomalie indiquée de sa rotation autour de son axe. Les masses des plus grands corps tombés sur Uranus atteignaient la valeur de 0,07 de sa masse. Les germes des planètes géantes non seulement ont empêché la formation d'une planète dans la zone des astéroïdes entre Mars et Jupiter, mais ont déterminé la diminution notable de la masse finale de la planète Uranus.

La chute des caillots isolés sur la Terre et sa contraction ont provoqué l'échauffement progressif de son intérieur. Avec le temps l'échauffement de la Terre provenait de plus en plus des processus de la désintégration radioactive, dont il résultait le dégagement d'une quantité importante de chaleur. C'est pourquoi des zones isolées de l'intérieur terrestre se sont chauffées jusqu'à la température de la fusion. Alors il est survenu la phase durable de la différenciation gravitationnelle de la matière ; les éléments chimiques lourds et leurs combinaisons descendaient en bas, les éléments légers montaient. Cette étape initiale de la formation de la croûte terrestre a duré environ 1 milliard d'années.

A l'étape précoce de son évolution la prototerre a été entourée d'un essaim de petits satellites dont les rayons atteignaient 100 km. Avec le temps ils ont servi à la formation de la Lune à la distance d'environ 10 rayons terrestres, les actions de marée ont défini son lent éloignement de la Terre qui se poursuit jusqu'à nos jours et s'accompagne de la diminution de la vitesse de rotation de la Terre.

§ 175. Problèmes de l'astronomie moderne

Actuellement l'astronomie vit une période de développement impétueux particulièrement intense au cours de laquelle plusieurs notions et théories sont soumises à la révision. En devenant avec le développement de la cosmonautique et de la radioastronomie une astronomie toutes-ondes, elle a permis aux savants d'observer non seulement les phénomènes stationnaires, déterminant l'évolution lente des corps célestes (étoiles, planètes, galaxies) et de l'Univers dans son ensemble, mais aussi des processus non stationnaires qui déclenchent des changements brusques, en saut, qualitatifs dans les corps célestes (explosions des supernovae, noyaux des galaxies actives, éruptions solaires).

Les méthodes de l'astronomie moderne permettent de voir dans les profondeurs de l'Univers à des distances d'où la lumière met des milliards d'années pour venir jusqu'à nous. Par là même il devient possible pour les astronomes d'étudier les objets qui se trouvent aux étapes différentes de leur évolution. De plus, la vie de ces objets dure, généralement, des centaines de millions ou des milliards d'années, c'est-à-dire des périodes de temps infiniment plus grandes que les périodes d'observation. En observant les processus physiques qui

marchent dans des conditions extrémales impossibles à reproduire dans les conditions terrestres les astronomes sont obligés de recourir aux extrapolations qui s'écartent bien loin des idées et des théories physiques établies dans les laboratoires. Mais à la différence d'autres branches des sciences naturelles, l'astronomie a été et reste surtout une science d'observation. L'astronome ne peut pas changer à son gré, et d'autant plus « préparer », l'état à étudier de l'objet, agir sur lui dans le processus de la connaissance ; l'explorateur des confins infinis de l'Univers peut observer seulement les manifestations des propriétés des objets « offertes » par la nature elle-même et les conditions de la connaissance.

En réalité il est illégitime de considérer le début de l'expansion de la Métagalaxie à l'échelle cosmologique des temps comme l'instant de la « création du monde ». L'état singulier au début de l'expansion de l'Univers fixe la limite extrême jusqu'à laquelle il est possible d'extrapoler dans le passé les théories et notions physiques fondamentales connues y compris, probablement, les notions de la continuité de l'espace et du temps.

On peut dire avec toute la conviction possible que la « singularité » n'est pas un « début de tout » absolu, mais seulement l'une des phases du développement infini de la matière, engendrée par les états précédents de la matière en mouvement d'une façon que la science n'a pas encore élucidée.

Le monde est unique : il ne comporte rien sauf la matière en mouvement, infiniment variée, inépuisable dans ses manifestations. La nature s'avère infiniment plus riche que les notions implantées.

L'astronomie actuelle a confirmé brillamment cette conclusion. Les étoiles et les planètes apparaissent à partir des nuages de gaz et de poussière. Au cours de l'évolution, la matière dans les étoiles passe par la phase de la synthèse nucléaire et dans sa plus grande partie revient dans le milieu interstellaire, enrichie en éléments lourds au cours des explosions des supernovae, ou à la suite des processus plus lents de la perte de la matière par les étoiles. Cette matière, différente en composition chimique de la matière primitive, sert pour la constitution d'une nouvelle génération d'étoiles. Ce processus se répète à des reprises multiples.

Ces processus dans l'Univers en expansion ont rendu possible à une étape définie de l'évolution la formation des conditions favorables à l'apparition de la vie, forme nouvelle de l'existence de la matière, et de la raison, sa forme suprême.

Pour le moment il est difficile de dire où et avec quelle fréquence on peut rencontrer la vie, et d'autant plus la vie raisonnable, puisque son unique exemple connu est celui de la vie sur la Terre. Bien plus, les méthodes modernes ne permettent pas de découvrir des planètes du type Terre chez les autres étoiles. Mais les données astronomiques fournissent des arguments bien fondés à l'appui de l'idée que les

systèmes planétaires sont un phénomène courant, commun dans le monde stellaire. Le témoignage en est fourni par la lente rotation des étoiles des classes spectrales avancées (§ 129), la présence chez les étoiles les plus proches des satellites sombres invisibles (§ 136), les idées théoriques générales de la formation et de l'évolution des étoiles et du Système solaire.

La conclusion sur l'existence de la vie et des civilisations hautement développées est suggérée par toute la marche historique du développement des idées sur la place de l'homme dans l'Univers; depuis les concepts de l'unicité et de la place centrale de l'homme dans l'Univers, en passant par la place commune de la Terre dans le Système solaire, du Soleil dans la Galaxie et de la Galaxie parmi les autres systèmes stellaires, jusqu'à la position commune de l'homme et de la civilisation humaine dans l'Univers. Pour ce qui est de l'évaluation du nombre de civilisations extraterrestres dans notre Galaxie, les opinions sur ce point diffèrent notablement.

Actuellement il existe des programmes d'observation pour la recherche des civilisations extraterrestres. Ces programmes sont fondés sur la possibilité d'enregistrer des signaux envoyés par une telle civilisation, de découvrir son activité technique dans le domaine astronomique, d'établir des contacts par émission des signaux à partir de la Terre dans la direction des étoiles différentes. Pour donner une idée de la réalité de la découverte d'une civilisation extraterrestre, il suffit d'indiquer les évaluations de sa présence dans notre Galaxie.

La distance jusqu'à la civilisation la plus proche étant d'après les évaluations égale de 100 pc à 3 kpc, en tenant compte du nombre total d'étoiles dans la Galaxie, on peut admettre que dans notre système stellaire il y en a de quelques dizaines à quelques dizaines de millions. Il est clair que dans l'un et l'autre cas il est très difficile de repérer la civilisation parmi les centaines de milliards d'étoiles.

Les premières tentatives dans ce domaine datent de 1960, lorsqu'à l'aide du radiotélescope à miroir de 25 mètres de diamètre on a procédé à la recherche des radiosignaux artificiels provenant du voisinage de deux étoiles les plus proches, τ Baleine et ε Eridan qui ressemblent au Soleil. En U.R.S.S. à l'aide d'un radiotélescope de 15 m de diamètre et d'un spectroanalyseur spécialement conçu à cet effet, on a poursuivi des explorations analogues de plusieurs étoiles se trouvant à des distances inférieures à 30 pc. On a également entrepris des tentatives d' « ausculter » des étoiles plus éloignées. De plus, on a envoyé des radiosignaux codés dans la direction de plusieurs étoiles et amas stellaires.

Il est difficile de dire quand l'humanité pourra établir des contacts avec d'autres civilisations. Mais si ces contacts seront réalisés, ils enrichiront nos connaissances sur les lois de la nature, sur la structure et l'évolution de l'Univers. Et sans aucun doute, dans ce domaine le plus grand mérite reviendra à l'astronomie.

ANNEXE 1

Eléments des orbites planétaires

Notation: a — demi-grand axe de l'orbite;
e — excentricité;
i — inclinaison;
T — période sidérale de révolution;
S — période synodique moyenne de révolution;
n — mouvement diurne moyen;
v_a — vitesse orbitale moyenne

Planète	a		e	i	T		S, jours	n	v_a, km/s
	u.a.	millions de km			années tropiques	années et jours			
Mercure	0,3871	57,91	0,2056	7°,00	0,2408	87j,97	115,9	4°,092	47,86
Vénus	0,7233	108,21	0,0068	3,39	0,6152	224,70	583,9	1,602	35,01
Terre	1,0000	149,60	0,0167	—	1,0000	1 an 0j,1	—	0,986	29,78
Mars	1,5237	227,95	0,0934	1,85	1,8809	1 321,73	779,9	0,524	24,12
Jupiter	5,2028	778,34	0,0481	1,31	11,8622	11 314,84	398,9	0,083	13,06
Saturne	9,5388	1427,00	0,0538	2,49	29,4577	29 166,98	378,1	0,034	9,64
Uranus	19,1910	2870,97	0,0460	0,77	84,0153	847,45	369,8	0,012	6,80
Neptune	30,0707	4498,58	0,0079	1,77	164,7883	164 280,30	367,5	0,006	5,43
Pluton	39,52	5912,2	0,2534	17,14	247,6968	247 255,1	366,7	0,004	4,74

ANNEXE 2

Caractéristiques physiques des planètes

Notations: M — masse en masses de la Terre ($5,98 \cdot 10^{24}$ kg)
R — rayon moyen;
ρ — densité moyenne;
e — aplatissement;
ε — inclinaison du plan de l'équateur au plan de l'orbite (inclinaison de l'axe de rotation);
P — période de rotation
S — durée du jour solaire;
g — accélération de la pesanteur à la surface;
v_p — vitesse périphérique critique

Planète	M	R		ρ, g/cm³	e	ε	P	S	g m/s²	v_p km/s
		⊕ = 1	km							
Mercure	0,055	0,383	2 440	5,42	0	0°—1°	58j,65	176j	3,68	4,2
Vénus	0,815	0,950	6 052	5,24	0	178°	243j,16	117j	8,86	10,4
Terre	1	1	6 371	5,52	1 : 298	23°26′	23^h56^m	$1j = 24^h$	9,81	11,2
Mars	0,107	0,533	3 397	3,94	1 : 192	24 56	24 37	24^h39^m	3,71	5,0
Jupiter	318	11,00	69 900	1,35	1 : 16	3 07	9 50	9 50	25,8	60,4
Saturne	95,2	9,10	58 000	0,71	1 : 10	26 45	10 14	10 14	11,3	36,7
Uranus	14,6	4,11	26 200	1,16	1 : 18	98	10 49	10 49	9,0	21,4
Neptune	17,2	3,81	24 300	1,72	1 : 48	29	15 48	15 48	11,6	23,8
Pluton	0,0024	0,20	1 250	1,7	—	?	6j,39	6j,39	0,6	1,2

BIBLIOGRAPHIE

1. **Bakouline P., Kononovitch E., Moroz V.**
   Astronomie générale, Editions Mir, Moscou, 1981
2. **Vorontsov-Véliaminov V.**
   Recueil de problèmes et d'exercices pratiques d'astronomie, Editions Mir, Moscou, 1980
3. **Riabov Y.**
   Les mouvements des corps célestes, Moscou, 1967
4. **Ziguel F.**
   Voyage à travers les astres (Les merveilles du firmament), Editions Mir, Moscou, 1985

INDEX

TABLE DES MATIÈRES

PARTIE II

NOTIONS FONDAMENTALES DE LA CINÉMATIQUE DU SYSTÈME SOLAIRE

PARTIE III

PRINCIPES DE LA MÉCANIQUE CÉLESTE ET DE LA DYNAMIQUE DES VOLS COSMIQUES

PARTIE IV

PRINCIPES D'ASTROPHYSIQUE ET D'ASTRONOMIE STELLAIRE

PARTIE V

PRINCIPES DE L'ASTRONOMIE GALACTIQUE ET EXTRAGALACTIQUE

PARTIE VI

PROBLÈMES DE COSMOLOGIE ET DE COSMOGONIE

Imprimé en Union Soviétique